

第4卷　第11期

1959

中国物理学会编辑
科学出版社出版

目　　录

簡　　报

科　技　新　聞

新　书　介　紹

原子核动力工程五周年

多列扎尔 (Н. А. Доллежаль)
克拉辛 (А. К. Красин)

1954 年 6 月 27 日，在科学技术方面发生了一件重大的事件，那就是建在莫斯科近郊（奥勃宁斯克城）的世界上第一座原子能发电站投入运行，向电力网輸送了电流．虽則仅仅从一台汽輪发电机所发出的电力并不大(5000 瓩)，然而第一座原子能发电站具有规模齐全的巨型电站的全部特点．这就可以化費較少的資金来建造一个电站，从中取得运行經驗，并在顺利运行的情况下将这些經驗推广到更大的同类型电站上去．

对原子核动力工程說来，假定以苏联原子能发电站的启动作为原子核动力工程的开端，则原子能动力的增长异常迅速（图 1）．这种猛烈的增长将継續不息，因为不少的大型原子能发电站已处于建造的完成阶段．原子核动力工程的成績是显著的，巨大的．

但是当第一座原子能发电站开动以前，特别是設計之初，不仅在发展原子核动力的技术性途径方面沒有肯定的意見，而且还經常听到关于是否可能作为国民經济的一部門来发展原子核动力的怀疑論調．

原子能发电站的启动和五年来的运行事实，根本上改变了这些看法．首先，电站的启动具有重大的社会意义（这是大家所公認的），因为开始明确，原子能并非只能用于战争，而完全可以用于造福人类．其次，电站五年的运行，具有伟大的技术意义，因为运行的結果肯定了动力反应堆方案中的这一种型式是可行的，而甚至在电站启动以后，还曾有对这种反应堆是否有前途发表过不同的意見．

五年以来，曾提出了，并部分試驗了很多种不同結构和采用不同材料的动力反应堆的方案．这就有可能进行广泛研究那一种科学技术探索的領域在今后原子核动力的发展方面是主导的方向．

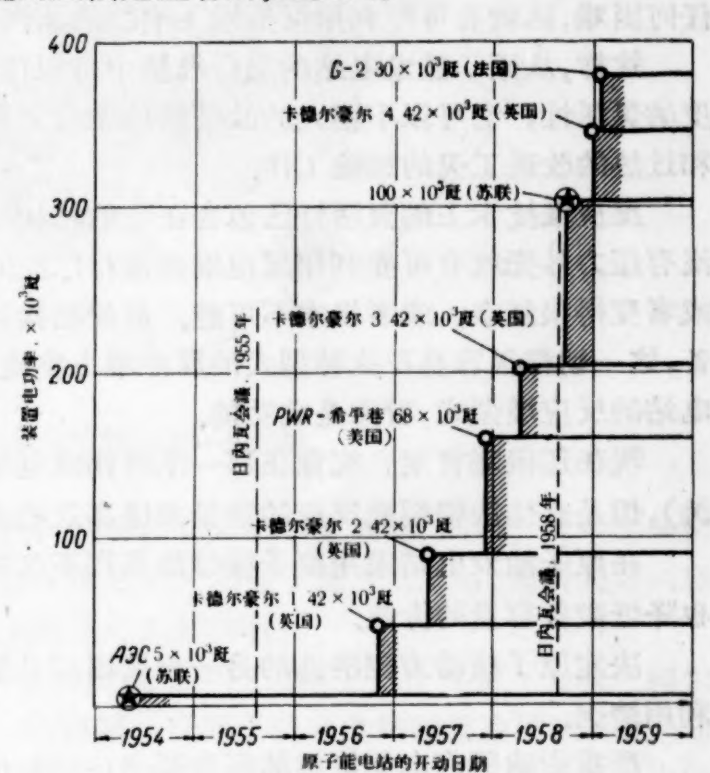


图 1　五年中最大的原子能发电站装置功率的增长

电站的运轉不仅可以認为电站是解决动力利用原子能問題方案的一种途径，而且从电站的运行經驗也作出了可靠的結論．

从很多已公布的有关原子能发电站装置和运行方面的文献[1-6]中表明，在电站建造时所提出的任务已經完成．这些积累起来的經驗对解决有关設計同类型反应堆的大型原子能发电站的問題是非常宝貴的．

根据反应堆五年的运行經驗，可以作出几点非常重要的結論，下面来談談这些結論．

原子能发电站正如普通的热电站一样，提高效率是合算的．要想提高石墨減速剂反应堆

中的蒸汽参数，就不可避免地使石墨温度很高．反应堆的石墨温度在 700—750℃ 而长期可靠运行的經驗說明，石墨作減速剂的反应堆中載热剂有可能达到高温．这一結論，在后来的烏拉尔原子能发电站的反应堆設計中，以及最近国外的石墨減速剂反应堆的設計中，如英国反应堆“絕頂”[7]、AGR[8] 和美国反应堆 GCR-2[9] 都得到了应用．

継續不懈地提高反应堆載热剂出口的温度是現代反应堆建造中明确的趋势．提高电站的效率，亦即首先力图提高蒸汽的温度和压力，以达到能应用于現代汽輪机的数值，可以导致降低設备容量的价值，即改善电站的經济性．第一座原子能发电站的石墨在上述温度下安全可靠的工作情况，使得在烏拉尔电站反应堆的設計中有可能考虑获得适合于供給現代汽輪机的蒸汽．烏拉尔电站反应堆中，采用原子核过热蒸汽是这一反应堆的特点，它的效率值远比其他已知型式的反应堆高．

在反应堆中水的沸騰和蒸汽过热的可能性，曾在第一座原子能发电站的反应堆上进行了专門的試驗并加以証实[4]．同时也曾进行过重要的試驗来研究和調練所建造的烏拉尔原子能发电站的过渡工况．

在反应堆中得到过热蒸汽，必須在反应堆启动过程中从冷的状态改变工艺管（作过热蒸汽用的）的冷却方式，即从水的冷却轉为蒸汽的冷却．在反应堆停熄时，也产生同样的問題，此时則应从蒸汽的冷却改变为水的冷却．經驗証明，过渡工况完全可以实現，这种系統的运行沒有任何困难，这就有可能利用反应堆上有过热蒸汽的原子能发电站各种不同的方案．

这样，从原子能发电站的运行总結中可以作出如下結論：反应堆的結构在技术上显示了高度的灵活性，它可以不經大的改装就能完成大量的有关使反应堆活性区中的載热剂轉向沸騰和过热的改进工况的試驗工作．

反应堆技术上的灵活性已包含在它的結构思想中，即采用单根分別导引載热剂的工艺管．沒有压力外壳就有可能利用反应堆来进行广泛的試驗，而在压力壳式的反应堆上要进行試驗或者变得很复杂，或者根本不可能．放置結构材料的样品，为研究释热元件和工况的回路設备，这一切都很容易在这种型式的反应堆上实現．所以，在这方面說来，选择第一座原子能发电站的反应堆型式，看来是成功的．

現在还很难肯定，究竟在那一范围构成电站的經济性最为良好（与蒸汽的压力和温度有关），但是直接依賴裂变反应的热量来提高这些参数的远景是非常灿烂的．

在原子能发电站采用原子核过热蒸汽不仅可以降低每瓩小时电能的价格，而且（很重要）也降低設备容量的价值．

决定原子核动力經济性的另一重要因素是装載燃料和新生燃料的利用情况，以及中子的利用情况．

严重影响所产电能价格的还有原子核燃料的燃耗深度，即一个工作周期之間所烧去 U^{235} 的数量与 U^{235} 初始数量之比．燃料的燃耗深度（特別在浓集鈾的反应堆內）在一定限度內可用从装載鈾的单位重量所导走的热量来說明．燃耗深度愈大，在反应堆中所进行更换释热元件的次数愈少，則組成电能单位价格的某些部分愈低，因其中包括有制造工艺管（包括释热元件）的費用、从反应堆取出的燃料进行化学处理的費用等等．

是否能实現深的燃耗，取决于处在腐蝕、輻照、温度、負荷等作用下的释热元件的稳定性．在第一座原子能发电站的反应堆中有些工作着的工艺管从第一次装入后沒有更换过，即已工作了五年．反应堆最初計算希望达到单位重量燃料产生能量为～1000 万瓩天/吨的燃耗深度．但工作經驗表明，释热元件保持了良好的工作性能，因而大大超过了原来单位重量燃料产生的能量．誠如在若干进行了专門研究的元件中，得到了单位重量燃料产生的能量达 3000 万瓩

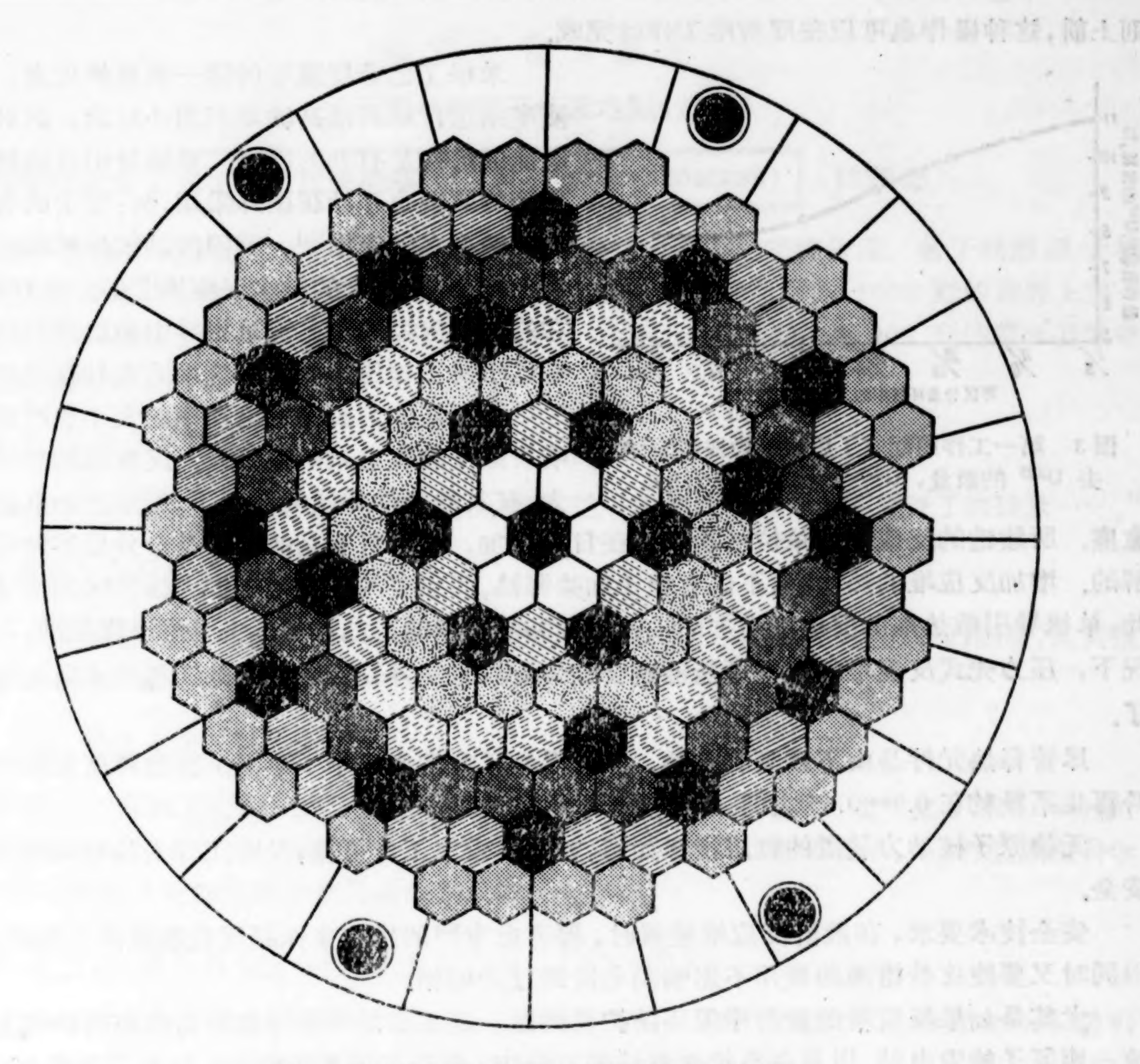


图 2 反应堆在局部更新工艺管时的环状区域

天/吨．这就可能可靠地在同类型反应堆中对燃料获得更充分的有效利用．因此，从电站的运行經驗又可得出一条結論，即：在进行設計类似反应堆的大型原子能发电站时，因所采用的释热元件的型式有高度的稳定性，可以指望达到足够良好的經济性．

燃耗深度在很大程度上与什么时候和怎样更换反应堆中的工作工艺管有关．大家已經知道，反应堆中在不同点的燃耗深度是不均衡的，如将第一座原子能发电站的反应堆活性区（如图 2 所示）划分为七个环状区域[3]，則在第一工作周期完了时，放置在不同环区的工艺管中的燃耗深度是不同的，它示于图 3．从曲綫中見到，位于外围的大部分管道中，烧掉的 U^{235} 远比中央管道中的要少，即鈾的利用并不充分，而管道沒有达到設計的发热量．为了均衡和提高第一原子能发电站燃料的燃耗，曾进行了研究，并順利地采用了工艺管局部更新的办法[6]，即将外围的工艺管搬到中央区域，而外围区域装上新的工艺管．这种方法証明了可以使燃料达到高的燃耗深度，因之增加了电站的經济性．这种燃料的利用法在国外的若干原子能发电站設計中[13]也已考虑采用，而且毫无疑問，将来更会广泛采用．

为了用局部更新法加深 U^{235} 的燃耗，使經济上合算，必須使所建造的反应堆的結构，有可能进行来回装卸而毋需长时間停堆．在第一座原子能发电站的反应堆中，每根工作的工艺管的独立性保証了这一点，它可以很容易抽出和更换任一工艺管，而与其他工艺管沒有关系．原

則上耕，这种操作也可以在反应堆工作时完成.

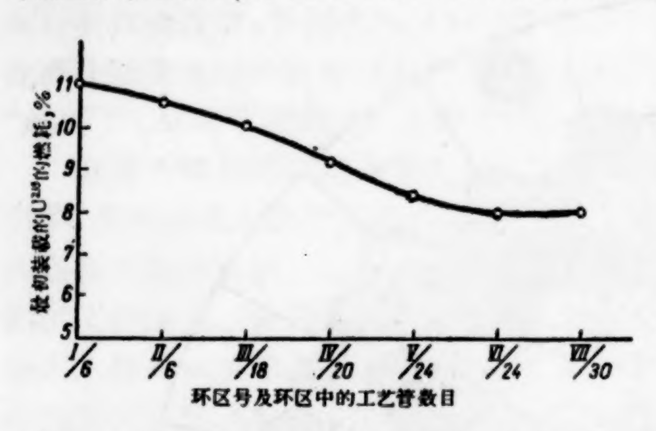


图 3　第一工作周期完了后反应堆按径向烧去 U^{235} 的数量，U^{235} 的初始含量为 5%

单根工艺管反应堆的这一重要的优点，可以使电站运行达到很高的年利用小时数，这对生产电能的价格是有利的因素. 单根导引載热剂到工艺管的原理也开始在国外采用，如：瑞士的有机載热剂的重水反应堆[14]，美国的鈉載热剂的改进型反应堆[15]，加拿大的重水反应堆[16]等. 这样說来，非均匀反应堆按工艺管单根导引載热剂的結构方案已爭得了与压力壳式反应堆方案并存的权利.

众所周知，設备单位功率的大小也严重地影响着原子能发电站的經济性. 反应堆的热功率愈大，在其他条件相同的情况下，所生产的电能价格愈廉. 所建造的反应堆的单位热功率正在日益增加，这种可看到的趋势是十分显然和可以理解的. 增加反应堆的热功率，不仅有賴于加強释热，而主要的还有賴于扩大活性区的尺寸. 因此，单根导引載热剂的反应堆增加活性区尺寸和热功率的可能性实际上是沒有限制的，在此情况下，压力壳式反应堆的这种可能性就会被为制取坚实外壳这一复杂的工程技术問題所局限了.

尽管释热元件是由不銹鋼制成的，然而得到了非常好的中子平衡. 在这种反应堆中的燃料再生系数約在 0.5—0.65 之間，卽不亚于水水反应堆.

无論原子核动力装置的經济指标如何，首先要求它工作可靠，及对工作人員和周围居民的安全.

安全技术要求，在設計反应堆装置时，要考虑专門的措施来保証反应堆装置工作的安全，但同时又要使这些措施的費用不影响到电价的过分增加.

尤其是如果反应堆的設計中采用防护壳的話，則不小的一部分投資将化在防护壳上. 在第一座原子能发电站、以及在烏拉尔电站的設計中，都沒有采用防护壳. 这并不是偶然的，因为反应堆按工艺管单根导引載热剂的原理保証了反应堆的防爆性. 如果在压力壳式反应堆中势能集中在大的外壳的整个体积內，当事故情况下，势能可以突然超出很大数值，而在单根工艺管的反应堆中这种事故是不可能发生的. 第一座原子能发电站可靠运行的五年經驗，是这种型式反应堆有利于安全的重要論据，并証明它們采用防护壳是不恰当的. 試驗工作的經驗說明，当释热元件破損的情况下，无論是电站厂房內部或周围地区都不会产生放射性沾染的危险.

第一座原子能发电站的整个运行过程說明了：对这种类型反应堆为保証运行工作人員或周围居民点居民良好的放射-生物的环境，并不需要过多的費用，也沒有造成工程技术上有很大的困难.

第一座原子能发电站的运行培养了一支运行的干部队伍. 电站得以順利的工作，在很大程度上是与格里高梁茨 (А. Н. Григорьянц)，烏沙科夫 (Г. Н. Ушаков)，柯切特科夫 (Л. А. Кочетков)，雷特金 (В. Т. Лыткин) 等領导电站的运行分不开的.

由此，正值紀念世界上第一座原子能发电站开工生产五周年之际，不能不承認，它在原子核动力的发展方面起了重要的社会和技术作用，它已成为各类动力反应堆的鼻祖.

*　　　*　　　*

参观者留言册上

关于第一座原子能发电站的题詞

苏联科学院院士 克尔瑞然諾夫斯基 (Г. М. Кржижановский) (1956年):

"每一种新形式能量的实际应用都标志着人类前进道路上的宏伟阶段. 善于利用原子核内的巨大能量是科学技术领域内新的卓越事件. 在我国建造的功率为 5000 瓩的世界上第一座原子能发电站成了世界各国利用原子能的榜样. 功率为 50,000和100,000 瓩的原子能发电站开始发电的日子已是为期不远了……."

印度總理 尼赫魯 (1955年):

"我非常高兴参观这座发电站,并被它所迷恋.这一次使我看到了已經展开了的远景……."

印度尼西亞共和国總統 苏加諾 (1956年):

"人类的智慧是无止境的. 一直在不断地发展着. 这座发电站的訪問使我們确信,人类应当发展自己的知識,以达到更高的生活水平……."

美国、英国、瑞典大使 (1955年):

"苏联科学家和工程师們由于首次和平利用原子能,而在全人类面前建立了难忘的功勳. 这座原子能发电站是苏联科学的巨大成就和苏維埃社会的深厚仁慈的标誌. 我們祝苏联科学家在实际利用原子能的道路上获得嶄新的成就……."

周培源、胡濟民、蔣南翔教授,中華人民共和国 (1955年):

"我們非常高兴有机会訪問原子能发电站. 世界上第一座原子能发电站的建造是苏联科学的胜利,是社会主义制度的胜利.

这种为社会主义建設服务为准繩的科学和技术的結合,是中国人民的光輝榜样. 我們期望,在伟大苏联人民崇高的国际主义帮助下,依靠我們的努力,我們必将能使自己置身于和平利用原子能的事业,为社会主义建設,为和平利益服务."

前英国利用原子能設計委員会委員 李仲 (С. Г. Ризон) (1955年):

"我非常感謝,有此机会能看到由苏联学者在和平利用原子能方面所作出的成績. 曾担任过英国利用原子能設計委員会委員的我,深深知道,为了利用这种新的能源,需要解决許多形形色色的难題,在苏联已經解决了这些难題,給了我很深的印象……."

萊比錫大学教授 古斯达夫·盖尔茨 (Густав Герц), 德意志民主共和国 (1956年):

我已多次听說和閱讀了关于原子能发电站的消息,但在这里見到的一切,都超过了我所想象的……."

坎特伯利教堂大主教 赫尤列特·約翰遜 (Хьюлет Джонсон) (1956年):

"我对科学和技术感兴趣已有四十多年之久. 我曾幻想过建造一座这样的发电站. 我曾

深信，社会主义国家会第一个获得原子能的支配权，而且知道，它将为和平利用．我很高兴，活到了能亲眼看見原子能发电站的时代，并向发电站的全体建造者和发电站的全体职工致以深深的敬意……”．

譯自 Атомная энергия том 7 (1959) вып. 1, 5—10.

参 考 文 献

[1] Д. И. Блохинцев, Н. А. Николаев: Реакторостроение и теория реакторов. Доклады советской делегации на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955). Изд-во АН СССР, 1955, стр. 3.
[2] Д. И. Блохинцев, Н. А. Доллежаль, А. К. Красин: *Атомная энергия*, № 1, 10 (1956).
[3] Н. А. Доллежаль, А. К. Красин, Н. А. Николаев, А. Н. Григорьянц, Г. Н. Ушаков: Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958). Т. 2-Ядерные реакторы и ядерная энергетика. Атомиздат, 1959, стр. 15.
[4] Н. А. Доллежаль и др: Там же, стр. 36.
[5] Н. А. Доллежаль: *Атомная энергия*, III, № 11, 391 (1957).
[6] А. Н. Григорьянц: *Атомная энергия*, II, № 2, 109 (1957).
[7] K. Mitchell, R. Geary: The High Temperature Energy Reactor "Zenith". Доклад № 1463, представленный Англией на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
[8] R. Moore, H. Kronberger, L. Grainger: Advances in the Design of Gas-Cooled Graphite-Moderated Powor Reactors. Доклад № 312, представленный Англией на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
[9] R. Charpie, M. Bender, A. Fraas, W. Furgerson, W. Jordan, W. Manli, R. Meghreblian, A. Perry, R. Schultheiss: Design Study for a Graphite-Moderated Gas-Cooled Reactor Using Partially Enriched Uranium. Доклад № 950, представленный США на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
[10] *Атомная техника за рубежом*, № 3, 85 (1959).
[11] Nuclear Reactor Plant Data. ASME, 1958.
[12] *Nucleonics*, 17, No. 3, 63 (1959).
[13] W. Zinn, J. West, G. Tavernier: A 125-MW Indirect Cycle Boiling Water Reactor. Доклад № 1801, представленный Англией на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
[14] W. Hälg: Th. Schaub. Diphenyl Cooled, Heavy Water Moderated, Natural Uranium Reactor Prototype. Доклад № 259, представленный Швейцарией на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
[15] S. Levy, B. Voorhees, P. Aline, K. Cohen: Advanced Design of a Thermal Sodium Cooled Reactor for Power Production. Доклад № 604, представленный США на Вторую конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
[16] H. Smith, W. Walker, N. Williams, E. Critoph: A Study of a Full-Scale Uranium and Heavy Water Nuclear Power Plant. Доклад № 208, представленный Канадой на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).

輸送鈉及鈉鉀合金用的泵的若干結构和操作

基里洛夫 (П. Л. Кириллов)
庫兹涅佐夫 (В. А. Кузнецов)
图 尔 琴 (Н. М. Турчин)
費多謝也夫 (Ю. М. Федосеев)

在本文中敍述了輸送鈉及鈉鉀合金用的离心泵和电磁泵的結构、实驗結果以及操作經驗．这些泵在最近两年来被利用在实驗的和半工业的装置中．

当設計用液态金属（鈉、鈉鉀合金）冷却的反应堆时，碰到了輸送液态金属这一重要問題．曾被用来輸送水和石油产品等的泵是不能在这里使用的，这是因为这些泵不能保証完全密封，当金属温度为 300—500℃ 时不能保証正常运行．

在离心泵中，可以用四种办法来保証其密封性：1）在軸的周围造成摩擦密封；2）把所有轉动部分（軸、轉子）密封起来；3）把整个电动机都封在罩里；4）用凝結鈉在軸的周围建立密封．

第一个方案是复杂的，目前尚未妥善解决．第二个方案实质上就是需要制造一种特殊的电动机．因此我們就选择了后两种方法，因为在实驗室条件下这两种方案是容易实現的．

目前，当温度小于 400℃ 时，离心泵的运轉已經不引起任何困难[1—4]．并且制成了能够在温度为 550—600℃ 下工作的泵．

液态金属的高导电性使我們能制造新型的泵，在这种泵中液体压头是由电磁力产生的．电磁泵的应用簡化了迴路密封的任务．这种泵的主要缺点是效率低，大約比根据同样参数設計的离心泵要低一半．然而，对于实驗装置来講这个情况沒有严重妨碍．电磁泵在实驗室中获得較多的应用，这是因为它們沒有轉动部分，在制造上和使用上都比离心泵簡单．

对于大型装置泵型的选择問題（离心的或者电磁的）还远未解决．只有根据大量的各种类型的泵的运行經驗，才可以对某种結构的优越性作出正确的結論．

离 心 泵

离心泵的簡图示于图 1．当 990 轉/分时，泵能保証的压头可达 23 米的被輸液体柱高，而当 1450 轉/分时，压头为 55 米．在 990 轉/分时泵的輸液量不超过 10 米^3/小时．装入式异步电动机 *2* 的功率为 10 瓩．在直径为 415 毫米的工作輪 *1* 上有 14 个叶片．为了消除軸向力，在工作輪的輪轂上开了七个直径为 8 毫米的小孔．电动机与工作輪装在同一个軸上．軸有三个支承：上支承是两个径向止推滾珠軸承 *3*，中支承为一个径向滾珠軸承 *4*，下支承是滑动軸承 *5*，为了使潤滑脂不致落入液态金属中，将軸做成阶状，并且在其低于中部軸承的位置上固定上一个保护帽罩 *7*．滑动軸承的潤滑是用被輸送的液体来进行的．軸承套是用牌号为 РФ-1 的高速切削鋼制造的，而軸瓦 *6* 則是用牌号为 Бр. Б2 的鈹青銅做成，鈹青銅中含有 2% 的鈹．密封环 *8* 也是用这种青銅制造的．在冷状态下軸承套和軸瓦之間的縫隙是 0.2—0.25 毫米．泵的

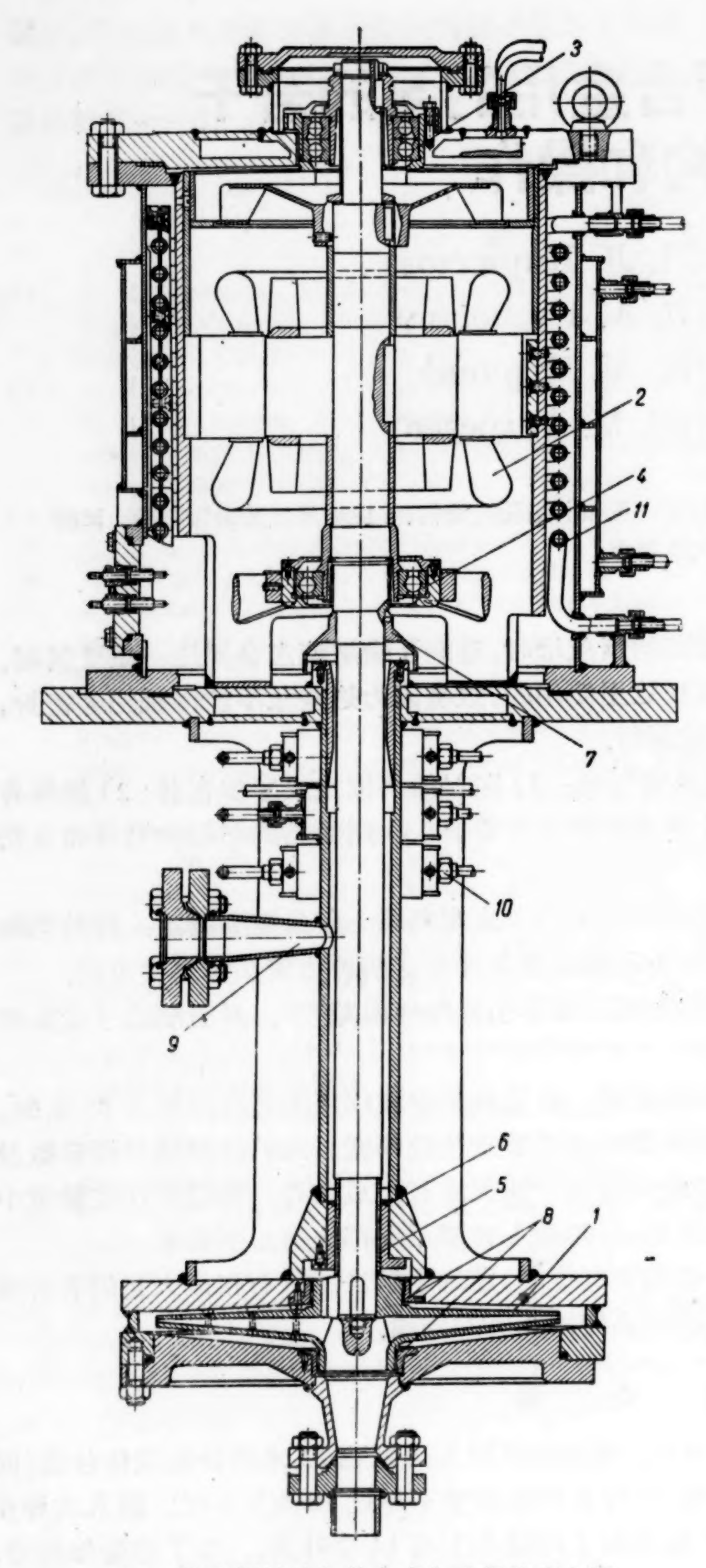


图 1 带青銅軸承和装入式电动机的离心泵

1——工作輪； *2*——异步电动机； *3*——径向止推滚珠軸承； *4*——径向滚珠軸承； *5*——滑动軸承套； *6*——軸瓦； *7*——防护帽罩； *8*——密封环； *9*——流失排出口； *10*——冷却室； *11*——蛇形管．

所有其他另件都是用不銹鋼 1X18H9T 制造的．

流經上密封环的金属，沿軸上升并通过专門的孔 *9* 被引入泵槽中去．在高于这个孔的位置上从外面装上几个可更換的冷却室 *10*．电动机用充于其空腔中的惰性气体来冷却．在空腔中还装有蛇形管 *11*，水可以通过蛇形管循环．曾查明，在泵工作时沒有必要开动蛇形管冷却，因为在外夾套中循环的水就可保証电动机的充分冷却了． 借助于“球-圓錐”型可拆卸联接使泵与管道相接．泵的外壳系用鎳制衬墊来密封．

最初用泵輸水作試驗，在这种情况下测定了其特性．在 990 轉/分及液体流量为 6.5 米^3/小时的情况下，泵的效率等于40％．然后泵又在温度由 200℃到 400℃情况下用鈉鉀合金工作了 2000 小时．在 1500 小时之后曾更换了下軸承的軸瓦，这是因为其单面磨损达 2 毫米之多．

此种泵結构最主要的缺点是拆卸困难(更換軸承，拆卸外罩等)和笨重．在图 2 上繪出了另一种离心泵的簡图，其結构比前一种泵更紧凑和簡单．

为了在和前述泵的参数相同的条件下将泵做的更为紧凑，曾选择了轉数为 2900 轉/分的电动机 *2*．为了密封起見，电动机用以水冷却的外罩封閉起来．外壳下面惰性气体的循环是靠电动机上电风扇来实現．为了冷却曾向下底板供水．直径为 164 毫米的工作輪 *1* 固定在軸上，軸有两个支承——上支承 *4* 和下支承 *5*．沿軸流动的金属保証了下軸承的潤滑并且流到泵槽中去．根据主迴路阻力的大小，金属沿軸的流量可能为 50 到 200 升/小时．

泵在温度达 450℃ 下进行了实驗．发現由于在这样温度下鈹青銅的硬度急剧降低，軸承的使用期限减少到几十个小时．曾試图采用其他的金属对来制造浸沒在鈉中軸承(鋼 РФ-1——鑄鉄，鋼 РФ-1—ЭИ-220)，但毫无結果．用 РФ-1 鋼做軸承套，用青銅 Бр. Б2

做軸瓦得到了最好的結果. 用实驗的方法所测定的軸承套和軸瓦間的縫隙大小是 0.12—0.15 毫米. 当縫隙过小时軸承会卡住,当过大时則会縮短其使用期限. 所有失去工作能力的軸承都有相当大的(达 5 毫米)单面磨損.

在金属温度为 200℃ 左右时，泵在鈉-鉀合金装置上运轉了 2000 小时，在鈉装置上运轉了 7000 小时.

在此类泵运轉过程中发現在电动机空腔內产生鈉蒸汽并且此蒸汽冷凝在空腔的內表面及电动机的繞組上. 鈉蒸汽被氧化，并且在繞組上出現了一层氧化鈉薄膜. 当潮气落到繞組上的时候就形成能侵蝕絕緣的氫氧化物,这样,繞組就損坏了.

当工作温度提高时，浸沒在液态金属中的軸承就成为所有上述各种泵的最薄弱环节. 曾以各种参数研究了带有冻結鈉軸承的若干泵的結构. 其中之一的簡图繪于图 3. 該泵可保証 100 米液柱高的压头，輸液量可达 25 米³/小时. 电动机是 2960 轉/分. 电动机的功率是 14 瓩. 軸共有两个支承：两个径向止推軸承 *4*，和两个径向軸承 *5*. 冻結鈉軸承 *6* 实质上就是第三个支承. 在此軸承区段內在壳体上压入两个冷却室. 因此，在冷却剂和冻結鈉之間有着两层金属壁，这就有可能用水来做为冷却剂. 由鈉形成的軸承是不会被磨損的，同时特別重要的是在任何实际温度下都可以持久. 冻結鈉同时又可以使軸可靠的密封.

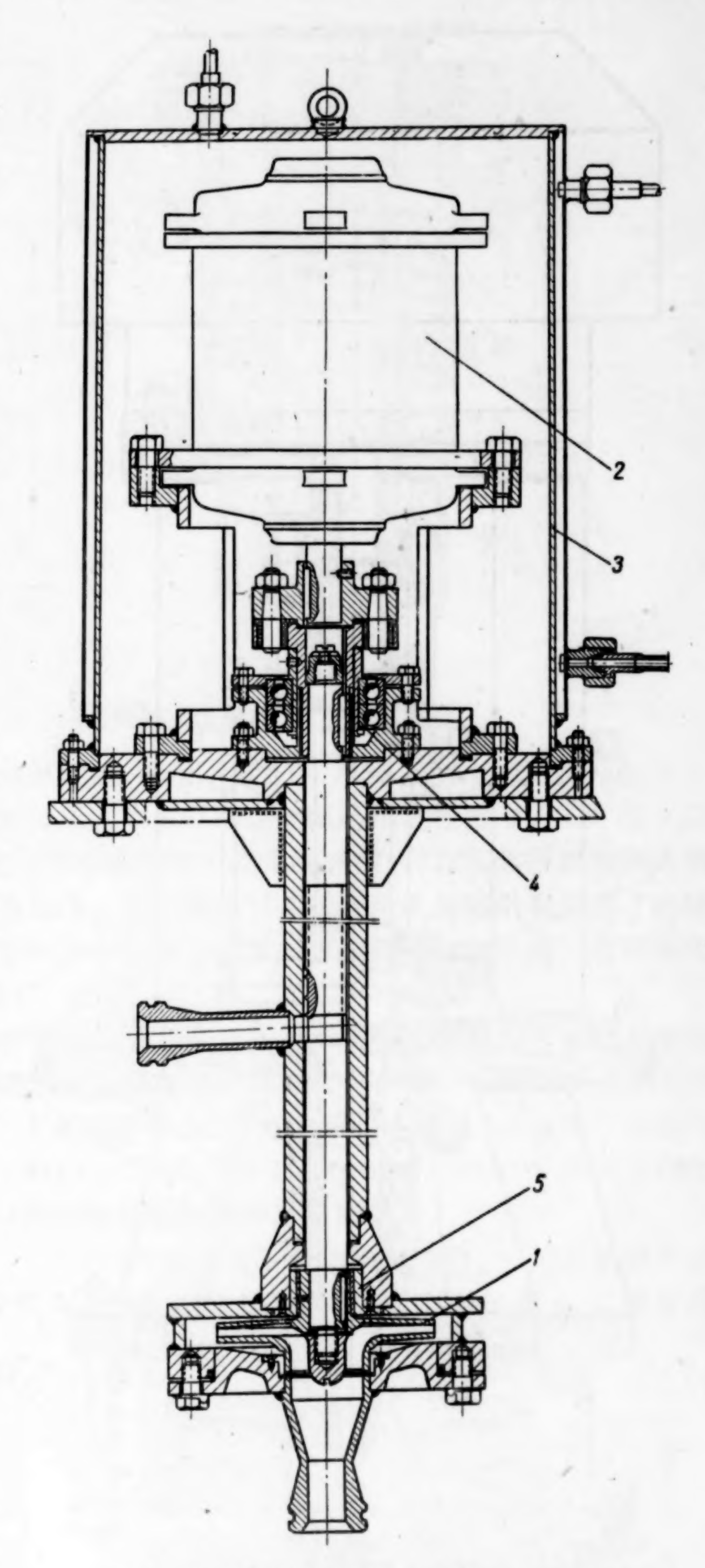


图 2 带青銅軸承和普通电动机的离心泵

1——工作輪； *2*——电动机； *3*——外罩； *4*——径向止推軸承； *5*——滑动軸承.

在冷却室內的热交換是非常难計算的，因为很难算出由蝸壳向上传来的热流,并且也难于計算冷却室的复杂外形. 此泵的主要缺点是当温度发生迅速的变化时外壳的密封处有損漏，这是因为当迅速的加热外壳时,双头螺栓 *8* 要比鎳垫圈 *7* 热得更快些,所以其密封性减弱,并且产生損漏. 漏到空气中来的金属将变成氫氧化物,此氫氧化物会很快的腐蝕泵的外壳. 由于这个原因,采用了焊接来代替可拆卸式的密封. 泵的启动只能在冻結鈉預热之后才可进行. 当启动时，首

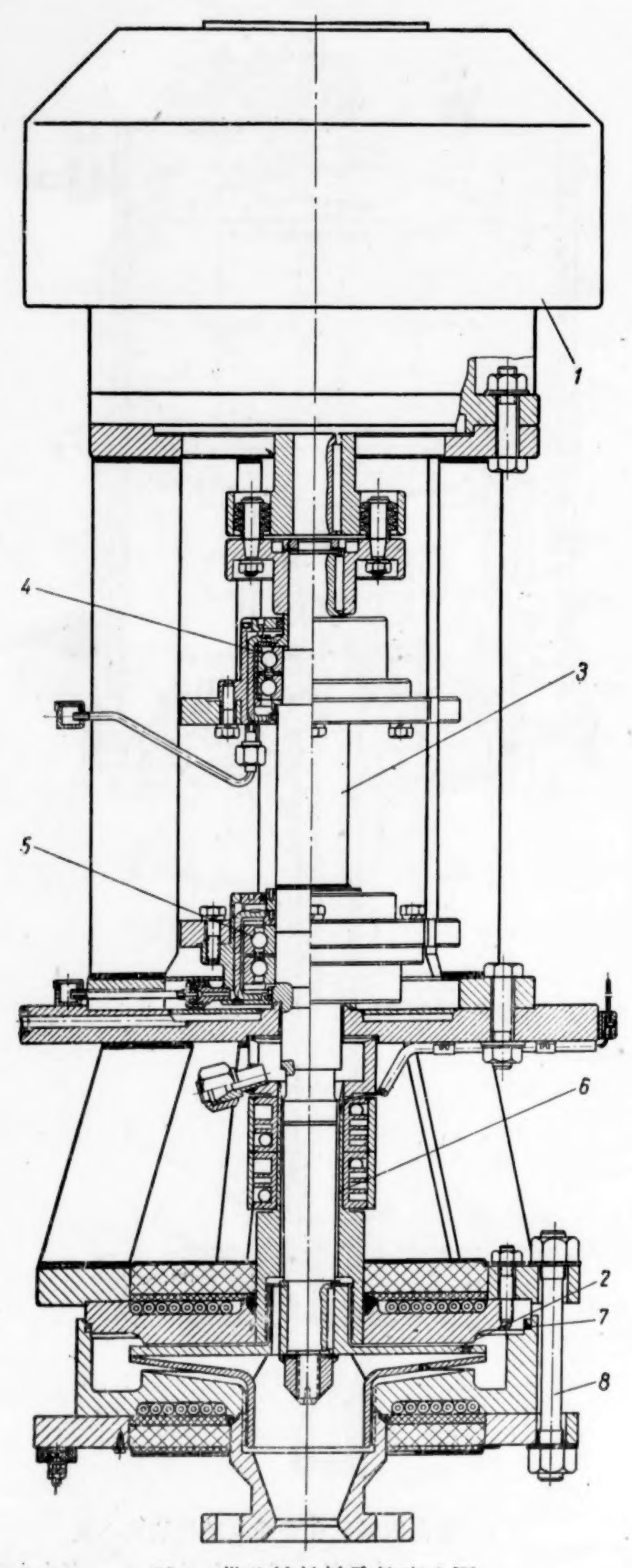


图 3 带冻結鈉軸承的离心泵

1——电动机；2——工作輪；3——軸；4——径向止推軸承；5——径向軸承；6——冻結鈉軸承；7——垫圈；8——双头螺栓.

先开动冷却系統，然后开动泵的电动机．如果延誤了电动机的启动，就会使軸卡在冻結密封中，則需重新加热．假如冷却系統比泵本身开动得迟，那么液态鈉就会經过空隙流出来．通常在最初瞬間电动机的負載要比正常运轉时大些．看来，这是由于在工作之初冻結密封中的液态金属較脏之故．在一昼夜中漏出的鈉量为 1—2 克．

曾对三个带冻結密封的泵做了实驗．其中类似于上述泵的两个泵都在温度为 400—500℃ 下工作过約 2000 个小时，并且还在継續工作．这两个泵的密封图示于图 4．第三个泵是在这两个泵之前作試驗的．其結构較不完善．用水在其中冷却是很危险的，因此曾用鈉鉀合金来进行冷却．合金是用电磁泵来輸送使其流經冷却室的，而在进入冷却室之前在热交換器中被冷却．該泵曾在平均温度为 400—500℃ 下工作过 5000 小时以上．

在这里我們不再列举用鈉或合金作試驗时所得到的泵的"压头-流量"特性值，因为它們同用水所得到的特性值相符．根据上述各泵的运轉經驗可以作出結論如下：对于輸送鈉来講，带冻結鈉軸承的泵是最簡单和最可靠的泵的一种．

电 磁 泵

在目前大家所知道的电磁泵的許多类形中[1,5—7]最便于作实驗工作的是交流传导泵．对此类泵不需要象对直流传导泵那样安裝专門的供电机組．此外，它們較易承受得住 400—600℃ 的高温，而在这种温度下由于缺乏足够的电絕緣，感应泵实际上是不能使用的．

单相交流传导泵（图 5）在电压为 220 伏下需要电流 30 安，并且当压头为 2 公斤/厘米^{2}时能保証液体流量达 4 米^3/小时．由电工鋼 Э-42 做成的导磁体是供电变压器和

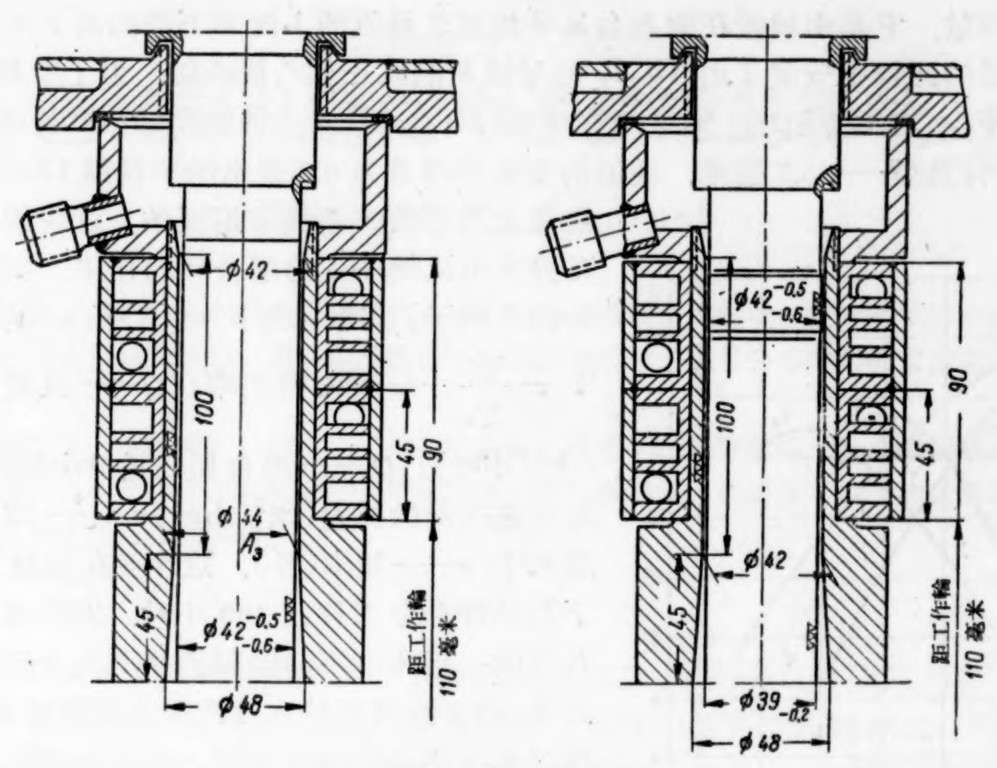


图 4 冻結鈉密封結构簡图

泵的公用导磁体．对于由两个綫圈組成的原繞組，采用了截面为 4.55 毫米²的矩形导綫，牌号为 ПСД．在每个綫圈中有 130 圈．泵的繞組和变压器的副繞組是用直径为 20 × 5 毫米的銅管做成的一个整体．管用水冷却，这就有可能获得更大的电流密度，并且可将繞組做得更紧凑些．副繞組的汇流排被引到工作段的电极上，該电极是两个彼此依次联接的被压扁了的薄壁管．这种工作段的結构有可能使泵的压头几乎增加一倍，并可以抵消电枢反应．管壁厚度为 0.5 毫米，工作段管子的材料是不銹鋼 1X18H9T.

公共导磁体的应用、工作段的重合、在繞組中电流密度的提高等等都使得有可能把泵制造得非常紧凑．有几个这样的泵曾在不同的装置上工作过．其中之一在 450℃ 温度下用鈉工作过 250 小时，另一个在平均温度为 250℃ 下用鈉鉀合金工作过 2500 小时以上，第三个在温度为 40—50℃ 下用鈉鉀合金工作过 3500 小时以上，第四个在温度为 300—400℃ 下用鈉工作过 1000 小时．这些泵的运轉經驗表明，它們的保养是簡单的并且是可靠的．

只有当液体流量不大时（小于 10 米³/小时）应用交流传导泵才是合理的．在較大的液体流量情况下，应用带有移动磁場的感应型泵更为合理．这种类型泵中的一种繪于图 6，該泵曾用

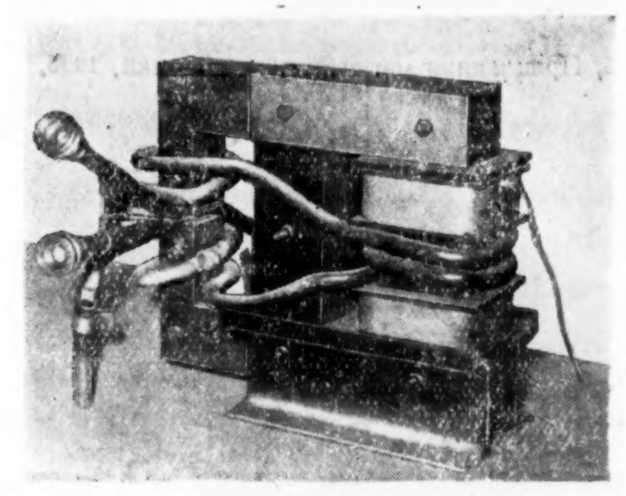


图 5 传导式单相电磁泵

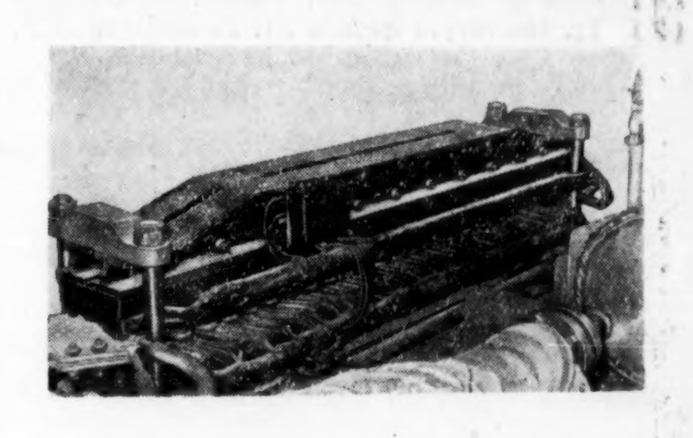


图 6 感应电磁泵

鈉鉀合金工作过．它是由放置在液态金属所流經之通道的上面和下面的两个平板感应器所組成．在感应器的凹槽中安置了由 ПСД 号导綫所制成三相八极繞組．为了冷却繞組，在凹槽中装置了銅管，水沿銅管循环．通道的寬度是1 50 毫米，对一种类型的泵其通道高度是 6.1 毫米，而对另一种类型——8.7 毫米．通道的壁是用厚度为 0.8 毫米的不銹鋼 1X18H9T 做成的．沿通道內部的四側鑲有銅板条，这些銅板条起着如同在异步电机轉子上的閉合环的作用．泵的特性曲綫如图 7 所示，其坐标为 $p=f_1(S)$和 $\eta=f_2(S)$，式中 $S=1-\frac{Q}{Q_c}$——相对轉差率；Q——通过泵的液体流量（米^3/小时）；Q_c——当金属在通道中的流速等于磁場运动速度时的流量（米^3/小时）；p——液体压头（公斤/厘米^2）；η——效率（%）．这个泵在温度为 150—200℃ 下用鈉鉀合金工作过 300 小时．发現冷却系統是不太合适的，因为它不能保証繞組有充分有效的热防护．此外，由于空气里的水蒸汽被冷凝而使繞組潮湿，曾产生过两次絕緣物的电击穿．对泵的結构进行某些改进之后可以将其利用在要求流量达 30 米^3/小时温度为 200—300℃ 的实驗室装置中．

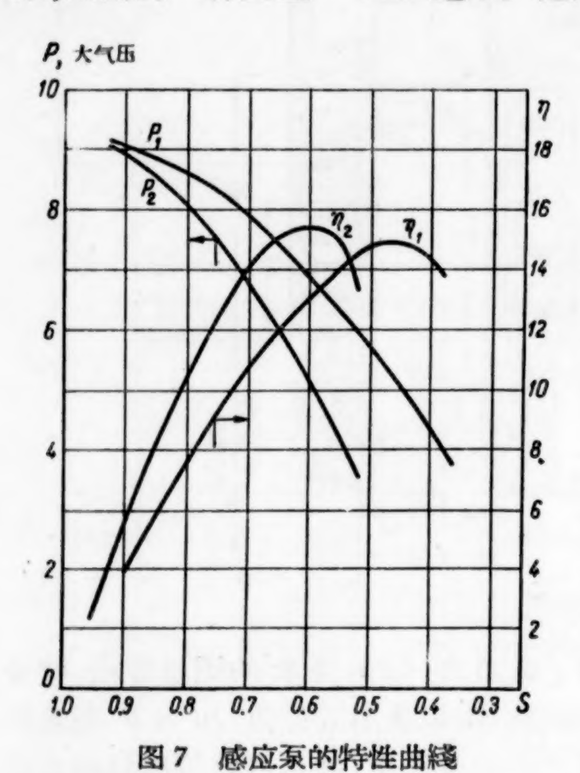


图 7 感应泵的特性曲綫

最后作者認为必須指出，由斯克拉得涅夫（Г. В. Складнев）、洛斯托弗采夫（В. Д. Ростовцев）所領导的設計集体在建造液态金属离心泵中做了很大的貢献．图 1 所示的泵就是由这个集体設計成的．图 2 上所繪的泵的草图是在依凡諾夫斯基（М. Н. Ивановский）領导下設計的．交流传导泵是在图尔琴指导下設計成的．带移动式磁場的感应泵的設計和制造是由特尤金（И. А. Тютин）所領导的工作集体完成的．

平敏譯自 Атомная энергия том 7 (1959) вып. 1, 11—17.

参 考 文 献

[1] Жидкометаллические теплоносители. Перевод под ред. А. Е. Шейндлина. Изд-во иностр. лит., 1958.
[2] H. Savage: *Engng Progr., Symp. Ser.*, **50**, No. 13, 171 (1954).
[3] P. Fortescue: *J. Nucl. Energy*, **1**, No. 1, 5 (1954).
[4] *Вопросы ядерной энергетики*, № 3, 40 (1957).
[5] D. Watt: *Engineering*, **181**, 264 (1956).
[6] *Вопросы ядерной энергетики*, № 5, 42 (1957).
[7] Тр. Института физики АН Латвийской ССР, т. VIII, Прикладная магнитогидродинамика, 1956.

圓柱形孔道对中子扩散的影响

拉列金 (Н. И. Лалетин)

核反应堆活性区內的空洞对中子由堆內往外的漏逸有着很大的影响．在計算堆的临界质量时对这一影响的考虑是很重要的．弄清楚活性区外的空孔道对中子通量分布的影响常常也是很有意义的．

本文研究了单一中空圓柱孔道对中子扩散的影响．求得了中子經过位于反应堆中心的孔道漏逸的表示式和由于孔道的存在其附近中子产生附加漏逸的表示式．还研究了中子通量沿孔道分布的規律对扩散公式适用性的影响．

引　　言

中子在有孔洞的介質中的分布和单位体积內的孔洞数、它們的尺寸以及形状有关．

要是中子在多孔介質中的分布变化得充分緩慢，就可以認为介質內經过任何小面积的中子流都只和当地的中子分布梯度有关，亦卽扩散理論正确．但是中子流和梯度間的比例系数就会和連續介質中的系数不一样：它会和孔洞的尺寸、形状以及单位体积內孔洞的数目有关．这一系数的平均值就是多孔介質的有效扩散系数．中子分布对直綫性的偏差显然与在連續介質中的完全不同，而扩散公式是否能应用的标准看来和空洞尺寸与中子分布的曲率之間的比值有关．

空洞对中子分布的影响曾經在一系列文献中被研究过．在比灵斯（Биренс）的文献[1]中研究了在具有任意尺寸和形状的孔洞的介質中当孔洞“浓度”不同时中子扩散长度的变化．他假定空洞的分布是均匀的，而其形状可以使得中子在每一个射程中穿經孔洞表面的次数不多于两次．他使用了关系式 $\frac{L^2}{L_0^2}=\frac{\lambda^2}{\lambda_0^2}$ 来求出由于空洞的存在中子平均自由程的增加为

$$\frac{\lambda^2}{\lambda_0^2}=\frac{L^2}{L_0^2}=1+2p+\frac{p^2\left(\frac{2a}{p\lambda}\right)}{\exp\left(\frac{2a}{p\lambda}\right)-1}+Q\frac{ap}{\lambda}. \tag{1}$$

式中 L 与 L_0 分别为中子在有孔介質中及連續介質中的扩散长度；λ 和 λ_0 为相应的中子平均自由程；p 为单位格子內空洞体积对物質体积之比；$a=\frac{2pv}{S}$ 为空洞的水力学半径；v 为单位格子內的物質体积；S 为空洞表面的面积；Q 为只与空洞形状有关的量．

当空洞之間的距离很大卽 $\frac{S\lambda}{v}\ll 1$ 时，(1) 式变成下形：

$$\frac{\lambda^2}{\lambda_0^2}=1+2p+\frac{ap}{\lambda}Q.$$

对某些形状的空洞說来，不同方向上中子的扩散是不同的．例如对圓柱形的空洞說来平行于圓柱軸的方向上的扩散比垂直于圓柱軸的方向上的扩散增加得多些．在平行于圓柱軸的方向上当 $\frac{S\lambda}{v}\ll 1$ 时，由文献[1]可以得出下列結果：

$$\frac{\lambda_{\parallel}^2}{\lambda_0^2} = 1 + 2p + \frac{2ap}{\lambda}. \qquad (2)$$

索波列夫 (С. Л. Соболев) 和富尔索夫 (В. С. Фурсов) 在 1948 年也研究过在有圆柱形孔道的介质内的扩散. 在这些工作中假定平行于孔道軸方向上的中子密度分布作綫性变化，垂直于軸的方向上则維持不变而算出了由于孔道的存在，在平行于孔道軸的方向上生成的附加中子通量. 在只有一个半径为 a 的圆柱形孔道的情形下在平行于孔道軸的方向上对扩散系数所得的結果如下：在索波列夫的工作中

$$D_{\parallel} = \frac{\lambda}{3}\left[1 + \frac{\pi a^2}{W}\left(1 + \frac{2a}{\lambda}\right)\right]; \qquad (3)$$

在富尔索夫*) 的工作中

$$D_{\parallel} = \frac{\lambda}{3}\left[1 + \frac{\pi a^2}{W}\left(1 + \frac{3\pi}{4}\frac{a}{\lambda}\right)\right].$$

式中 W 为单位格子的横截面.

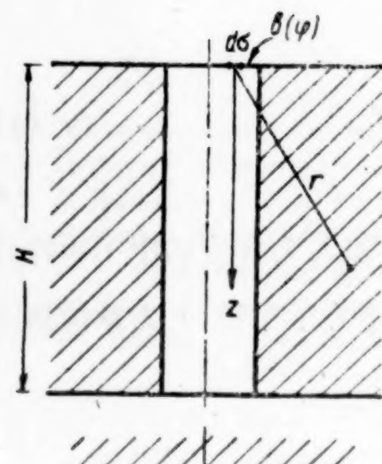
在所有上述的工作中都只研究了中子的扩散而沒有研究中子通量的非綫性分布对中子由孔道中漏逸的影响. 在文献 [2] 中曾对带有横縫的反应堆算出了中子由縫內逸出的总漏逸并研究了它对反应堆临界质量的影响. 德文逊 (Девинсон) 曾对在中心具有圆柱形孔道的反应堆解决了同一問題. 在文献[3] 中举出了这一研究的結果，还指出了在計算时使用了“負源”方法.

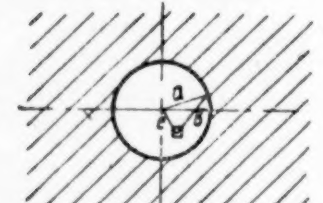
对孔道边界上的比值 $\left(\frac{\Phi}{\frac{\partial \Phi}{\partial r}}\right)_{r=a}$ 求出了下列公式:

$$\left(\frac{\Phi}{\frac{\partial \Phi}{\partial r}}\right)_{r=a} = \lambda \frac{1 - \frac{3}{8}(\alpha a)^2}{(\alpha a)^2 \frac{a+\lambda}{a} - \frac{3\pi}{8}(\alpha a)^3}, \qquad (4)$$

式中 Φ 是中子通量; a 是圆柱半径; $\alpha = \frac{\pi}{H}$; H 是孔道长度; $\alpha a \ll 1$.

在文献[4] 中曾研究了中子穿經圆柱形孔道漏逸时对反应堆临界质量的影响，但是其中对中子漏逸的計算是不正确的.





計算圆柱形孔道对中子扩散所生影响的参考图

中央圆柱形孔道

設高度为 H 的反应堆中心有半径为 a 的圆柱形孔道（見图），并設孔道很細，因而中子通量在反应堆中的分布可以表成乘积的形式: $\Phi(r, z) = \Phi(z)\psi(r)$, 很清楚, $\Phi(z)$ 可以写成 $\Phi(z) = \sin\alpha(z+\delta)$, 其中 $\alpha = \frac{\pi}{H}$, δ 是外推边界.

現在我們来計算中子經过孔道向一个方向上的漏逸，經过离孔道軸距离为 e，位于孔道开口处的面积元 $d\sigma$ 的中子流由下式来决定:

*) 原注. 在富尔索夫的工作中有一点不太准确之处，所以他所得的公式和索波列夫的公式略有差别.

$$dJ=\int_0^{2\pi}d\varphi\int_{\theta_0=\mathrm{arctg}\frac{b(\varphi)}{H}}^{\pi/2}d\theta\int_{\frac{b(\varphi)}{\sin\theta}}^{H/\cos\theta}dr\,\frac{\Phi e^{-\frac{r'}{\lambda}}\cos\theta\sin\theta}{4\pi\lambda}d\sigma, \quad (5)$$

式中λ是中子在連續介質中的平均自由程；$r'=r-\frac{b(\varphi)}{\sin\theta}$是中子在連續介質中的路程；$b(\varphi)=e\cos\varphi+\sqrt{a^2-e^2\sin^2\varphi}$. 由于孔道位于堆的中心，可以以很高的精确度把$\psi(r)=\mathrm{const}$ 定为1，把$\Phi(z)$分解为瑪克洛林函数，代入(5)，可得

$$dJ=\int_0^{2\pi}d\varphi\int_{\theta_0}^{\pi/2}d\theta\int_{b/\sin\theta}^{H/\cos\theta}dr\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n\left[\frac{\Phi_0z^{2n}}{(2n)!}+\frac{\Phi_1z^{2n+1}}{(2n+1)!}\right]\frac{\alpha^{2n}e^{-r'/\lambda}\cos\theta\sin\theta}{4\pi\lambda}d\sigma,$$

式中 $\Phi_0=\Phi(0)=\sin\alpha\delta$, $\Phi_1=\frac{\partial\Phi(z)}{\partial z}\Big/_{z=0}=\alpha\cos\alpha\delta$.

轉换变数，由r轉到r'，得到

$$dJ=\int_0^{2\pi}d\varphi\int_{\theta_0}^{\pi/2}d\theta\int_0^{\frac{H}{\cos\theta}-\frac{b}{\sin\theta}}dr'\sum_{n=0}^{\infty}(-\alpha^2)^n\left[\frac{\Phi_0\left(r'+\frac{b}{\sin\theta}\right)^{2n}\cos^{2n}\theta}{(2n)!}+\right.$$

$$\left.+\frac{\Phi_1\left(r'+\frac{b}{\sin\theta}\right)^{2n+1}\cos^{2n+1}\theta}{(2n+1)!}\right]\frac{e^{-\frac{r'}{\lambda}}\cos\theta\sin\theta}{4\pi\lambda}d\sigma. \quad (6)$$

在最后一个表示式中为方便起見可把$n=0$的一項由和中分出. 很清楚，这一項表示当通量沿孔道軸作綫性变化时由孔道中厚为H的介質片外逸的中子流. 中子流可以写成下式：

$$dJ_0=\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2}\int_0^{\infty}(\Phi_0+\Phi_1r'\cos\theta)\frac{e^{-\frac{r'}{\lambda}}}{4\pi\lambda}\sin\theta\cos\theta dr'd\theta d\varphi+$$

$$+\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2}\int_0^{\infty}\Phi_1b\cos^2\theta\frac{e^{-\frac{r'}{\lambda}}}{4\pi\lambda}dr'd\theta d\varphi-$$

$$-\int_0^{2\pi}\int_0^{\theta_0}\int_0^{\infty}\left[\Phi_0+\Phi_1\cos\theta\left(r'+\frac{b}{\sin\theta}\right)\right]\frac{e^{-\frac{r'}{\lambda}}}{4\pi\lambda}\cos\theta\sin\theta\,dr'd\theta\,d\varphi+$$

$$+\int_0^{2\pi}\int_{\theta_0}^{\pi/2}\int_{\frac{H}{\cos\theta}-\frac{b}{\sin\theta}}^{\infty}\left[\Phi_0+\Phi_1\cos\theta\left(r'+\frac{b}{\sin\theta}\right)\right]\frac{e^{-\frac{r'}{\lambda}}}{4\pi\lambda}\cos\theta\sin\theta\,dr'd\theta\,d\varphi. \quad (7)$$

(7) 式中右端第一个积分决定在沒有孔道时的微分中子流$\frac{\Phi_0}{4}+\frac{\lambda}{b}\Phi_1$, 第二項决定在无穷介質中因孔道而生的附加中子流，其他各項是对有限介質所作的修正，我們分別用 Y_0, Y_1, Y_2, Y_3 表示这些积分.

按r'及θ积分，有

$$Y_1=\frac{\Phi_1}{16}\int_0^{2\pi}b(\varphi)d\varphi,$$

$$Y_2 = \frac{\Phi_1}{4\pi}\int_0^{2\pi}\frac{b^2(\varphi)}{H}\,d\varphi + 0\left(\frac{b^2}{H^2}\right),$$

$$Y_3 = 0\left(\frac{\lambda^2}{H^2}\right).$$

由此可得到具有精确度为 $\frac{b}{H}$ 及 $\frac{\lambda}{H}$ 的二級无穷小的項:

$$dJ_0 = \frac{\Phi_0}{4} + \frac{\lambda}{6}\Phi_0 + \frac{\Phi_1}{16}\int_0^{2\pi} b(\varphi)\,d\varphi - \frac{\Phi_1}{4\pi H}\int_0^{2\pi} b^2(\varphi)\,d\varphi. \tag{7'}$$

中子經过孔道的总外逸为

$$J_0 = \int_0^a dJ_0\, 2\pi e\, de.$$

如注意到

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^a 2\pi e\, de\, b(e,\ \varphi) = \frac{16}{3}\pi a^2\, a,$$

$$\int_0^{2\pi}\int_0^a b^2 2\pi e\, de\, d\varphi = 2\pi^2 a^{4\,*)},$$

則有

$$J_0 = \pi a^2\left[\frac{\Phi_0}{4} + \frac{\lambda}{6}\Phi_1 + \frac{\lambda}{3}\Phi_1\frac{\alpha}{\lambda} - \frac{\lambda}{3}\Phi_1\frac{3}{2}\frac{a}{\lambda}\frac{a}{H}\right]. \tag{8}$$

現在可把(6)式中 $n \geqslant 1$ 各項所定的中子流成分写成下形:

$$dJ_1 = \int_0^{2\pi}\int_{\theta_0}^{\pi/2}\int_0^{\frac{H}{\cos\theta}-\frac{b}{\sin\theta}}\left\{\sum_{n=1}^{\infty}(-\alpha^2)^n\left[\frac{\Phi_0\cos^{2n}\theta\left(r' + \frac{b}{\sin\theta}\right)^{2n}}{(2n)!} + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \frac{\Phi_1\cos^{2n+1}\theta\left(r' + \frac{b}{\sin\theta}\right)^{2n+1}}{(2n+1)!}\right]\frac{e^{-\frac{r'}{\lambda}}}{4\pi\lambda}\cos\theta\sin\theta\right\}dr'\,d\theta\,d\varphi =$$

$$= \Phi_1\int_0^{2\pi}\left[\frac{b^2}{H}\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n\frac{\pi^{2n}}{(2n-1)(2n+1)!} + 0\left(\frac{\Phi_0}{\Phi_1}\frac{b^2}{H^2}\ln\frac{b}{H}\right) + 0\left(\frac{\lambda^2}{H^2}\right)\right]d\varphi \simeq$$

$$\simeq \frac{\Phi_1}{4\pi H}\left[\frac{1}{2} - \frac{\pi^2}{4} - \frac{\pi}{2}\mathrm{Si}(\pi)\right]\int_0^{2\pi} b^2(\varphi)\,d\varphi = \frac{\Phi_1 a^2}{2H}\left[\frac{1}{2} - \frac{\pi^2}{4} - \frac{\pi}{2}\mathrm{Si}(\pi)\right],$$

式中 $\mathrm{Si}(\pi) = \int_{\infty}^{\pi}\frac{\sin y}{y}\,dy.$

按孔道的横截面面积积分,有

$$J_1 = \int_0^a 2\pi e\, de\, dJ_1 = \pi a^2\frac{\Phi_1 a^2}{2H}\left[\frac{1}{2} - \frac{\pi^2}{4} - \frac{\pi}{2}\mathrm{Si}(\pi)\right], \tag{9}$$

当通量沿孔道軸作正弦变化时可得中子經过孔道的总外逸为

$$J = J_0 + J_1 = \pi a^2\left[\frac{\Phi_0}{4} + \frac{\lambda}{6}\Phi_1 + \frac{\lambda}{6}\Phi_1\frac{2a}{\lambda} - \frac{\lambda}{6}\Phi_1\frac{a}{\lambda}\frac{a}{H}\times\right.$$

---

*) 原註. $\int_0^{2\pi} b^2(\varphi)\,d\varphi = 2\pi a^2$ 并与 e 无关.

$$\times\left(\frac{3\pi^2}{4}-\frac{3}{2}+\frac{3\pi}{2}\mathrm{Si}\,(\pi)\right)\Bigg]. \tag{10}$$

除了經过孔道中子能漏逸外，孔道的存在还会引起中子經过孔道开口近处的表面而生的附加外逸．实际上經过反应堆表面距孔道軸为 ρ，靠近孔道开口处的元面积的中子流为

$$J_1=\int_v\frac{\Phi(\rho,\,z)e^{-\frac{r'}{\lambda}}\cos\,\theta\,dV}{4\pi\lambda r^2},$$

式中 r' 为中子在物质中的路程．积分按反应堆体积进行，不計孔道体积．

不難証明，在扩散近似下这一积分等于

$$J_+=\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2}\int_0^{\infty}\frac{\Phi_0+\Phi_1r'\cos\theta}{4\pi\lambda}e^{-\frac{r'}{\lambda}}\cos\theta\sin\theta\,dr'd\theta\,d\varphi+$$

$$+\int_{-\arcsin\frac{a}{\rho}}^{\arcsin\frac{a}{\rho}}d\varphi\int_0^{\pi/2}d\theta\int_{\frac{\rho\cos\varphi-\sqrt{a^2-\rho^2\sin^2\varphi}}{\sin\theta}}^{\infty}dr'\,\Phi_1\frac{\sqrt{a^2-\rho^2\sin^2\varphi}}{2\pi\lambda}e^{-\frac{r'}{\lambda}}\cos^2\theta. \tag{11}$$

对孔道有限性的修正和对中子通量沿孔道軸分布的非綫性的修正对 $\frac{a}{H}$ 及 $\frac{\lambda}{H}$ 为二級或更高級的无穷小．

很清楚，(11) 式中右端第一項是沒有孔道存在时的扩散中子流 $\left(\frac{\Phi_0}{4}+\frac{\lambda}{6}\Phi_1\right)$，而第二項是由于孔道的存在經过面积元 $d\sigma$ 所生的附加漏逸．經过反应堆在孔道开口处附近的表面所生的附加漏逸由下列积分来表示：

$$\Delta L_k=\int_a^{\infty}2\pi\rho\ d\rho\left[\int_{-\arcsin\frac{a}{\rho}}^{\arcsin\frac{a}{\rho}}\int_0^{\pi/2}d\theta\int_{\frac{\rho\cos\theta-\sqrt{a^2-\rho^2\sin^2\varphi}}{\sin\theta}}^{\infty}dr'\Phi_1\frac{\sqrt{a^2-\rho^2\sin^2\varphi}}{2\pi\lambda}e^{-\frac{r'}{\lambda}}\cos^2\theta\right].$$

很清楚，当 ρ 增大时积分号下的函数迅速減小，所以我們按 ρ 积分一直积到无穷大．按 r' 积分并由变数 ρ 与 φ 轉換到 $\sigma=\sqrt{a^2-\rho^2\sin^2\varphi}$ 和 $\tau=\rho\cos\,\varphi-\sqrt{a^2-\rho^2\sin^2\varphi}$，有

$$\Delta L_k=2\int_0^{\infty}d\tau\int_0^a d\sigma\,\frac{\Phi_1\sigma^2}{\sqrt{a^2-\sigma^2}}\int_0^{\pi/2}e^{-\frac{\tau}{\lambda\sin\theta}}\cos^2\theta\,d\theta=\frac{\lambda}{6}\,\pi a^2\Phi_1. \tag{12}$$

在所有上列計算中我們都把孔道附近中子密度的横向分布視作不变値，略去了它由于孔道的存在而生的变化．現在我們来估計一下由于这种省略而生的誤差．

在孔道的內表面上靠近点 P 处取一个元面积 $d\sigma$．經过这一元面积进入孔道的中子流为

$$J_+\,d\sigma=\int_v\frac{\Phi e^{-\frac{r}{\lambda}}\cos\theta\,dV}{4\pi\lambda r^2}\,d\sigma. \tag{13}$$

(把元面积的法綫取作了极軸)．

把函数 $\Phi\,(\rho,\,z)$ 分解为瑪克洛林函数，取最初几項，将(13)式按 r 进行积分，即得經过 $d\sigma$

进入孔道的中子角分布为：

$$F(P,\theta,\psi)d\theta\,d\psi = \frac{\sin\theta\cos\theta}{4\pi}\left\{\Phi(P) + \lambda\cos\theta\left(\frac{\partial\Phi}{\partial r}\right)_P + \lambda\sin\theta\cos\psi\left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_P\right\},$$

式中 ψ 是向量半径 r 和孔道轴的夹角。在(13)式中进一步进行积分，即得大家已知的結果：

$$J_+ = \frac{\Phi(P)}{4} + \frac{\lambda}{6}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial r}\right)_P.$$

由孔道內經过元面积外出的中子流 $J_-(P)$ 为：

$$J_-(P) = \int\frac{F(P',\theta,\psi)}{\sin\theta}\frac{\cos\theta}{r^2}d\sigma = J_1\Phi + J_2\frac{\partial\Phi}{\partial\rho} + J_3\Phi,$$

其中

$$J_1 = \frac{a^3}{2\pi}\left\{\int_{-\frac{H}{2}}^{+\frac{H}{2}}\cos\alpha k\,dk\int_0^\pi\frac{(1-\cos\beta)^2\,d\beta}{[k^2+2a^2(1-\cos\beta)]^2} + \right.$$

$$+\int_{\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}+z}\cos\alpha k\,dk\int_0^\pi\frac{(1-\cos\beta)^2\,d\beta}{[k^2+2a^2(1-\cos\beta)]^2} -$$

$$-\int_{\frac{H}{2}-z}^{\frac{H}{2}}\cos\alpha k\,dk\int_0^\pi\frac{(1-\cos\beta)^2d\beta}{[k^2+2a^2(1-\cos\beta)]^2} +$$

$$+\operatorname{tg}\alpha z\left[\int_{\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}+z}\sin\alpha k\,dk\int_0^\pi\frac{(1-\cos\beta)^2d\beta}{[k^2+2a^2(1-\cos\beta)]^2} + \right.$$

$$\left.\left.+\int_{\frac{H}{2}-z}^{\frac{H}{2}}\sin\alpha k\,dk\int_0^\pi\frac{(1-\cos\beta)^2d\beta}{[k^2+2a^2(1-\cos\beta)]^2}\right]\right\},$$

$$J_2 = \lambda\frac{a^4}{2\pi}\left\{\int_{-\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}}\cos\alpha k\,dk\int_0^\pi\frac{(1-\cos\beta)^3\,d\beta}{[k^2+2a^2(1-\cos\beta)]^{5/2}} + \right.$$

$$+\int_{\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}+z}\cos\alpha k\,dk\int_0^\pi\frac{(1-\cos\beta)^3d\beta}{[k^2+2a^2(1-\cos\beta)]^{5/2}} -$$

$$-\int_{\frac{H}{2}-z}^{\frac{H}{2}}\cos\alpha k\,dk\int_0^\pi\frac{(1-\cos\beta)^3d\beta}{[k^2+2a^2(1-\cos\beta)]^{5/2}} +$$

$$+ \operatorname{tg} \alpha z \left[\int_{\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}+z} \sin \alpha k \, dk \int_0^\pi \frac{(1-\cos\beta)^3 \, d\beta}{[k^2 + 2a^2(1-\cos\beta)]^{5/2}} + \right.$$

$$\left. + \int_{\frac{H}{2}-z}^{\frac{H}{2}} \sin \alpha k \, dk \int_0^\pi \frac{(1-\cos\beta)^3 \, d\beta}{[k^2 + 2a^2(1-\cos\beta)]^{5/2}} \right] \Bigg\},$$

$$J_3 = \lambda \frac{a^3}{2\pi} \left\{ \int_{-\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}} [-\alpha \sin \alpha k] k \, dk \int_0^\pi \frac{(1-\cos\beta)^2 \, d\beta}{[k^2 + 2a^2(1-\cos\beta)]^{5/2}} + \right.$$

$$+ \int_{\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}+z} [-\alpha \sin \alpha k] k \, dk \int_0^\pi \frac{(1-\cos\beta)^2 \, d\beta}{[k^2 + 2a^2(1-\cos\beta)]^{5/2}} -$$

$$- \int_{\frac{H}{2}-z}^{\frac{H}{2}} [-\alpha \sin \alpha k] \int_0^\pi \frac{(1-\cos\beta)^2 d\beta}{[k^2 + 2a^2(1-\cos\beta)]^{5/2}} -$$

$$- \operatorname{tg} \alpha z \left[\int_{\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}+z} (-\alpha k) \cos \alpha k \, dk \int_0^\pi \frac{(1-\cos\beta)^2 \, d\beta}{[k^2 + 2a^2(1-\cos\beta)]^{5/2}} + \right.$$

$$\left. \left. + \int_{\frac{H}{2}-z}^{\frac{H}{2}} (-\alpha k) \cos \alpha k \, dk \int_0^\pi \frac{(1-\cos\beta)^2 \, d\beta}{[k^2 + 2a^2(1-\cos\beta)]^{5/2}} \right] \right\}.$$

式中β是經过孔道軸和点P的平面与經过孔道軸与点P'的平面的夹角.

結果所得經过元面积$d\sigma$进入孔道的中子流为

$$J_+ - J_- = \frac{\Phi}{4}[1 - 4J_1 - 4J_3] + \frac{\lambda \partial \Phi}{6 \partial \rho}\left(1 - \frac{6}{\lambda} J_2\right).$$

在扩散近似下这一通量等于$\frac{\lambda}{3}\left(\frac{\partial \Phi}{\partial \rho}\right)_{\rho=a}$. 由此

$$\left(\frac{\partial \Phi / \partial r}{\Phi}\right)_{\rho=a} = \frac{\frac{1}{4} - J_1 - J_3}{\frac{\lambda}{6} + J_2}.$$

求出积分 J_1, J_2 和 J_3 的平均值后即得

$$\left(\frac{\partial \Phi / \partial \rho}{\Phi}\right)_{\rho=a} \approx \frac{(\alpha a)^2}{\lambda}\left(1 + \frac{\lambda}{a}\right).$$

由于方程式(5)是綫性的,略去中子密度在横向上的变化时所生的誤差是

$$\lambda\left(\frac{\partial\Phi/\partial\rho}{\Phi}\right)_{\rho=a} \simeq (\alpha a)^2\left(1+\frac{\lambda}{a}\right) \simeq \left(\frac{a}{H}\right)^2.$$

对結果的討論

为了能把所得的結果和其他作者的結果相比較起見，假定系統的某一单位格子中有一圓柱形孔道，单位格子的横截面W比孔道的横截面 πa^2 大得多，并假定垂直于孔道軸的方向上中子的分布維持不变来比較中子經过单位格子頂端表面漏逸的情況.

在别灵斯，索波列夫和富尔索夫的工作中孔道的存在只改变了介質的扩散特性，中子由单位格子的漏逸仍由下列扩散公式表示：

$$L_я = -D_{||}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_{\text{rp}} W,$$

式中 $D_{||} = L_{||}^2\,\Sigma'_a$是扩散系数；$\Sigma'_a = \Sigma_a\left(1-\frac{\pi\alpha^2}{W}\right)$ 是中子在有孔道的介質中的有效吸收截面；Σ_a 是連續介質中的宏观吸收截面.

由这些公式及公式(2)可得

$$D_{||} = \frac{\lambda}{3}\left[1+\frac{\pi a^2}{W}\left(1+2\frac{a}{\lambda}\right)\right]$$

及

$$L_я = -\frac{\lambda}{3}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_{\text{rp}} W\left[1+\frac{\pi a^2}{W}\left(1+2\frac{a}{\lambda}\right)\right]. \tag{14}$$

在索波列夫的工作中所得的結果和这完全一样.

对用公式(10)及(12)求出的中子漏逸有

$$L_я = \left(\frac{\Phi_0}{4}-\frac{\lambda}{6}\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)(W-\pi a^2) - \frac{\lambda}{6}\frac{\partial\Phi}{\partial z}\pi a^2\left[2+2\frac{a}{\lambda}-C\frac{a}{\lambda}\frac{a}{H}\right]+\frac{\Phi_0}{4}\pi a^2 =$$

$$= \frac{\Phi_0 W}{4} - \frac{\lambda}{6}W\left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_{\text{rp}}\left[1+\frac{\pi a^2}{W}\left(1+2\frac{a}{\lambda}-C\frac{a}{\lambda}\frac{a}{H}\right)\right],$$

$$C = \frac{3\pi^2}{4}-\frac{3}{2}+\frac{3\pi}{2}\text{Si}(\pi).$$

使用在介質边界上在反方向上的中子流为零这一条件即得

$$L_я = -\frac{\lambda}{3}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_{\text{rp}} W\left[1+\frac{\pi a^2}{W}\left(1+2\frac{a}{\lambda}-C\frac{a}{\lambda}\frac{a}{H}\right)\right]. \tag{15}$$

很清楚，公式 (15) 和以前的公式之間的差別只在于考慮了介質的有限性及中子通量分布的非綫性的这一項 $\sim\frac{a}{H}$.

要是用由文献[3]中取来的表示式 (4) 来計算穿經孔道在一个方向上的中子漏逸，則可得下列結果：

$$L_k = -\frac{\lambda}{3}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_{\text{rp}}\pi a^2\left[2+2\frac{a}{\lambda}-\frac{3}{4}\pi^2\frac{a}{\lambda}\frac{a}{H}\right].$$

由于在使用“負源”法时中子在孔道周围的漏逸不变，則由单位格子的漏逸为：

$$L_я = -\frac{\lambda}{3}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_{\text{rp}} W\left[1+\frac{\pi a^2}{W}\left(1+2\frac{a}{\lambda}-\frac{3}{4}\pi^2\frac{a}{\lambda}\frac{a}{H}\right)\right]. \tag{16}$$

精确度直到含 $\sim \frac{a}{H}$ 的諸項为止的这一公式和所有过去的公式相符合，而 $\frac{a}{H}$ 項的系数和公式(15)中相应的系数很相近. 这样，文献[3]中孔道附近的附加漏逸似乎轉到了由孔道外出的漏逸上. 这种形式下的結果在計算孔道对临界質量的影响时是很方便的. 实际上我們可以把表示式

$$\left(\frac{\Phi}{\frac{\partial \Phi}{\partial r}}\right)_{r=a} \simeq \frac{\lambda}{(\alpha a)^2 \frac{a+\lambda}{a} - \frac{3\pi}{8}(\alpha a)^3}$$

作为在孔道壁上的边界条件并認为堆表面上的边界条件不变而用扩散近似解出反应堆方程式. 如我們把經过孔道的漏逸和經过孔道附近的附加漏逸分开，則函数 Φ 的边界条件就会很复杂了. 文献[3]中給出了由于孔道的存在对临界質量須作的修正的表示式.

由上述可知，考虑了介質的有限性和中子密度分布对綫性的偏差給出了項 $\sim \frac{a}{H}$. 如它們可以略去，則就可以用扩散理論来研究有孔道介質中中子的分布，只是扩散特性上要作相应的改变.

不难証明，不但当中子密度的横向分布不变时上述公式正确，就在分布按綫性变化时它們也是正确的. 在中子密度横向分布不按綫性变化时所生的誤差为

$$\eta = \frac{(\lambda+a)^2}{2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} \frac{1}{\Phi}.$$

当 $\Phi(x) = \cos \alpha_\perp x$ 时 $|\eta| \approx \frac{(\lambda+a)^2}{2} \alpha_\perp^2$.

$$\Phi(x) = e^{\frac{x}{L_\perp}} \quad 时 \quad |\eta| \approx \frac{(\lambda+a)^2}{2L_\perp^2}.$$

中子通量按长度方向作指数变化时的圓柱形孔道

上面已經确定了和孔道尺寸有关的中子扩散理論能应用的范围. 但是还有問題的另一方面. 到現在为止我們只研究了中子通量沿孔道长度方向上作綫性或余弦性变化的情况，同时經过孔道某一截面的中子流由靠近这一截面的那些区域来决定，因为由远处所作的貢献是反比于到这截面的距离的三次方而减少的. 如中子通量沿孔道长度正比于 z^3 变化或变化得更快一些，則这些远处地区所起的作用就可能变得比較显著而扩散公式就不能应用了. 我們以实际上很重要的一种情况——中子按孔道长度作指数分布的圓柱形孔道为例来研究一下.

在連續介質中，通量按指数規律 $\exp z/L$ 变化时必須满足条件 $\lambda \ll L$（弱吸收）才能应用扩散公式. 我們現在来研究一下在介質中有孔道的情形下扩散公式的应用范围問題.

先来計算經过处于厚为 H 的一片介質中的孔道截面上的中子流 J，中子通量在这片介質中沿厚度分布的指数性变化規律是 $\Phi(z) = \Phi_0 \exp \frac{z}{L}$. 我們用 h 来表示由截面按指数上升的方向上到孔道頂端的距离.

經过孔道截面上离孔道軸距离 e 处的元面积上的中子流为 $dJ = dJ_+ - dJ_-$，这里

$$
\left.
\begin{aligned}
dJ_{+} &= \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\theta_0}^{\pi/2} d\theta \int_{\frac{b}{\sin\theta}}^{\frac{h}{\cos\theta}} dr \frac{\Phi_0 e^{\frac{r\cos\theta}{L}} e^{-\frac{r'}{\lambda}}}{4\pi\lambda} \cos\theta \sin\theta; \\
dJ_{-} &= \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\pi/2}^{\pi-\theta_1} d\theta \int_{\frac{b}{\sin\theta}}^{\frac{H-h}{\cos\theta}} dr \frac{\Phi_0 e^{\frac{r\cos\theta}{L}} e^{-\frac{r'}{\lambda}}}{4\pi\lambda} \cos\theta \sin\theta; \\
\theta_1 &= \operatorname{arctg} \frac{b}{H-h}.
\end{aligned}
\right\} \quad (17)
$$

其他符号和上面相同．把函数 $\Phi(z)$ 表成 $\frac{z}{L}$ 的冪級数之和，得

$$
\Phi(z) = \Phi_0 \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{r\cos\theta}{L}\right)^n \frac{1}{n!}.
$$

公式(7′)表示上列冪級数和中 $n=0$ 及 $n=1$ 两項在(17)式各积分中的組成部分，不过这里要把 Φ 改成 $\frac{\Phi_0}{L}$．如把中子流的这一部分写成 dJ_0，則

$$
J_0 = \int_0^a dJ_0 2\pi e\, de = -\frac{\lambda\Phi_0}{3L}\left[1 + 2\frac{a}{\lambda} - \frac{3}{2}\frac{a}{\lambda}\frac{a}{h} - \frac{3}{2}\frac{a}{\lambda}\frac{a}{H-h}\right]\pi a^2 .
$$

冪級数和的其他各項对中子流的貢献为

$$
dJ_1 = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\theta_0}^{\pi/2} d\theta \int_{\frac{b}{\sin\theta}}^{\frac{h}{\cos\theta}} dr \frac{\Phi_0 \sum_{n=2}^{\infty} \frac{1}{n!}\left(\frac{r\cos\theta}{L}\right)^n e^{-\frac{r'}{\lambda}}}{4\pi\lambda} \sin\theta\cos\theta -
$$

$$
- \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\pi/2}^{\pi-\theta_1} d\theta \int_{\frac{b}{\sin\theta}}^{\frac{H-h}{\cos\theta}} dr \frac{\Phi_0 \sum_{n=2}^{\infty} \frac{1}{n!}\left(\frac{r\cos\theta}{L}\right)^n e^{-\frac{r'}{\lambda}}}{4\pi\lambda} \sin\theta\cos\theta.
$$

在右端第二項中的积分号下轉換变数，由 θ 轉到 $\vartheta = \pi - \theta$，并在两項内同时由 r 轉換到 $r' = r - \frac{b}{\sin\theta}$，进一步进行积分，以对 $\frac{a}{h}$，$\frac{\lambda}{h}$，$\frac{a}{H-h}$ 及 $\lambda(H-h)$ 的二級无穷小各項为限，可得

$$
J_1 = \int_0^a dJ_1 2\pi e\, de = -\frac{\Phi_0\lambda}{3L}\left\{\frac{3}{4}\frac{a}{\lambda}\frac{aL}{h^2} - \frac{3}{4}\frac{a}{\lambda}\frac{aL}{(H-h)^2} + \frac{3}{2}\frac{a}{\lambda}\frac{a}{h} + \right.
$$

$$
\left. + \frac{3}{2}\frac{a}{\lambda}\frac{a}{H-h} + \frac{3}{4}\frac{a}{\lambda}\frac{a}{L}\left[Z\left(\frac{h}{L}\right) - Z\left(-\frac{H-h}{L}\right)\right]\right\}\pi a^2,
$$

式中

$$
Z(y) = \int_{-\infty}^{y} \frac{e^t}{t} dt - \frac{e^y}{y} - \frac{e^y}{y^2}.
$$

把 J_0 和 J_1 相加，并注意到 $\frac{\Phi_0}{L} = \left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_{z=0}$，有

$$
J = -\frac{\lambda}{3}\frac{\partial\Phi}{\partial z}\left\{1 + 2\frac{a}{\lambda} + \frac{3}{4}\frac{a}{\lambda}\frac{aL}{h^2} - \frac{3}{4}\frac{a}{\lambda}\frac{bL}{(H-h)^2} + \right.
$$

$$+\frac{3}{4}\frac{a}{\lambda}\frac{a}{L}\left[Z\left(\frac{h}{L}\right)-Z\left(-\frac{H-h}{L}\right)\right]\Big\}\pi a^2.$$

可以証明孔道附近的附加中子流为

$$\tilde{J}=-\frac{\lambda}{3}\frac{\partial\Phi}{\partial z}\pi a^2+0\left(\frac{a^2L^2}{h^4}e^{\frac{h}{L}}\right).$$

由此可見,如要和別灵斯与索波列夫的公式符合,必需満足下列条件:

$$\frac{a}{h}\ll 1,\ \frac{a}{H-h}\ll 1\ \text{及}\ \frac{a}{L}Z\left(\frac{h}{L}\right)\ll 1.$$

当 $\frac{h}{L}$ 大时 $Z\left(\frac{h}{L}\right)\approx 2e^{\frac{h}{L}}\Big/\left(\frac{h}{L}\right)^3$, 最后一条件变成下形:

$$\frac{aL^2}{h^3}e^{\frac{h}{L}}\ll 1.$$

最后作者对斯揑潘諾夫 (П. Е. Степанов) 对上述問題提了宝貴的意見表示感謝.

譯自 Атомная энергия том 7 (1959) вып. 1, 18—26.

参 考 文 献

[1] D. Behrens: *Proceed. of Phys. Soc.*, **62** (s. A), 607 (1949).
[2] J. Chernick, J. Kaplan: *J. Nucl. Energy*, **2**, 41 (1955).
[3] Пешхаген: Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955), т. 5, ч. IVa. Изд-во АН СССР, 1958, стр. 306.
[4] E. Gritoph, R. Pearce: *J. Nucl. Energy*, **4**, 445 (1957).

用物理模拟法确定临界質量和中子通量分布

德米特里耶夫斯基 (В. А. Дмитриевский)
格里哥里耶夫 (И. С. Григорьев)

原子反应堆，特别是新型的反应堆的設計，必須事先进行确定参数的实驗工作．本文提出了一个預先确定反应堆临界质量和中子通量分布的新方法——物理模拟法．为了进行試驗，应用了不包含分裂物质的反应堆模型．模型的“工艺”管道填滿了中子吸收截面类似于分裂物质的中子吸收剂．裂变快中子的产生由沿管道不断移动的中子源模拟．热中子通量的分布是用对热中子灵敏的探测器测量的．如果知道源强度和中子通量的絕对值，則从試驗中可以求出反应堆的临界质量．

模拟法在六氟化鈾的反应堆中进行了检驗．由試驗求得的临界质量数值和在眞实堆中得到的数值很好地符合．

除了临界試驗和指数实驗外，上述方法对选择最佳栅格参数、反应堆的設計等初步研究是很有用的．模拟法很簡单，应用这方法时并不需要裂变物质或大的中子通量．

方法的簡述

設想一个几何尺寸、結构材料和慢化剂同所要研究的反应堆一样的堆模型，它的管道中所充滿的中子吸收剂起着分裂物质的作用．最好所选用的吸收剂的中子吸收截面同能量的依賴关系和分裂物质的这种关系差别很小．

首先要指出，在这模型中借助于中子源完全能够模拟反应堆中的中子通量分布．为此，假定将包含有吸收剂的模型管道分为一个个的栅胞．在反应堆处于临界状态时，每一个这样的栅胞是局部中子源．在坐标 $\mathbf{r}$ 的一个栅胞在时間 t 內所放出来的快中子数目等于

$$N_{\text{P}}(\mathbf{r}) = \eta\Phi_0\psi(\mathbf{r})\Sigma t, \tag{1}$$

这里 η——每吸收一个热中子的核所放出的裂变快中子数；Φ_0——在活性区中心处热中子通量的值；$\psi(\mathbf{r})$——归一化的通量分布的无因次函数；Σ——属于一个栅胞的裂变物质中子的宏观吸收截面．

为了借助于模型模拟快中子的产生，将連續地在管道的每个栅胞中放置快中子源．如果源強度是 Q 中子/秒，则为了放出 $N_{\text{M}}(\mathbf{r})$ 个中子，源在栅胞中停留时間应等于

$$\tau(\mathbf{r}) = \frac{N_{\text{M}}(\mathbf{r})}{Q}. \tag{2}$$

为了确定热中子通量分布，在模型中安放热中子指示剂（如由鏑做成）．假定指示剂的半衰期比它被照射的时間大得多．在这情况下探测器的活性是和它同时为很多的源（正如在反应堆中所发生的）或是仅仅为依次放置在所有栅胞中的一个源（正如在模型中发生的）所活化无关．这个論断的正确性是这样得出的：在反应堆中任意一点的中子通量可以表示为单个源的通量迭加．

反应堆不同地点源強度的变化正比于热中子通量 $\Phi(\mathbf{r})$．不同強度的源可以用在管道每个栅胞中停留正比于通量的时間 $\tau(\mathbf{r})$

$$\tau(\mathbf{r}) = \tau_0 \psi(\mathbf{r}) \tag{3}$$

来模拟.

为此不必事先知道热中子通量的分布. 首先給定任意分布規律(例如,将源均匀地通过管道). 这时, 按热中子指示剂的活性求得一級近似分布. 当逐次給出了新求得的分布規律后, 就能够求出极限的(眞实的)分布. 正如下面可以看到, 逐次漸近的序列收斂得很快. 在类似的系統中逐次漸近序列的收斂性在文献[1]中应用来計算反应堆的临界質量.

須指出, 模拟法也給出了确定临界質量的可能性. 反应堆的每一体积元都是在 t 时間內放出 $N_p(\mathbf{r})$ 快中子的中子源. 使反应堆的基本体积元所放出的快中子数 N_p 和模型的 N_M 相等,得出

$$\eta \Phi_0 \psi(\mathbf{r}) \Sigma t = Q \tau_0 \psi(\mathbf{r}). \tag{4}$$

因此对 η 有

$$\eta = \frac{Q\tau_0}{\Phi_0 \Sigma t}. \tag{5}$$

这表示式的分子是由位于堆中心的分裂物質柵胞在时間 t 內所放出的快中子数, 而分母是被它所吸收的热中子数. 在模型中相同的过程在时間 $\tau_1 + \tau_2 + \cdots = \sum_i \tau_i$ 內发生,它等于总的試驗时間.

假定源強度 Q 已知,按指示剂所引起的活性 A 可以决定热中子的积分通量値

$$\Phi t = \frac{A}{B}, \tag{6}$$

式中 $1/B$——考虑了試驗几何情况和活性計数率的比例系数.

这时,联合(5)和(6)式,計算出数値

$$\eta = \frac{BQ\tau_0}{A\Sigma}. \tag{7}$$

依所选择的材料和系統的几何尺寸为轉移量 η 可以是大于或等于1的任意数値. 公式(5)是中子的平衡条件. 由于中子从系統中漏失和在慢化过程中被吸收, 为单位柵胞所吸收的热中子数不可能大于它所放出的快中子数. 可以証明,等效于实际的临界系統(其中的分裂物質宏观吸收截面为 Σ) 的模型在每吸收一个热中子时放出 η 个快中子. 特别是在采用 U^{235} 时, 如果从試驗求得 $\eta < 2.07$, 反应堆将处于超临界,在 $\eta > 2.07$ 时则是次临界.

进行具有不同数量的吸收物質的試驗和作出函数 $\eta = f(\Sigma)$ 的图表, 根据它和直綫 $\eta = 2.07$ 的交点可以决定 $\Sigma_{临界}$, 亦卽反应堆的临界質量.

事实上为了估計临界質量只要一个試驗就够了. 这可以从关系式 $\eta = f\left(\frac{1}{\Sigma}\right)$近似地是在縱坐标軸上的截距接近于1的直綫求出. 例如,在純 $U^{235}(\varphi = 1)$ 的无穷大反应堆这样一种最簡单的情况下,綫性关系准确地满足,由 $k_\infty = 1$ 的条件得出

$$\eta = \frac{k_\infty}{f} = 1 + \beta \frac{1}{\Sigma}.$$

式中 f——热利用系数,而 β——与柵格参数和慢化剂性質有关的系数.

确定反应堆临界質量的困难在于:为了計算 η, 必須知道源強度 Q 和热中子通量的絕对值(B). 这些量中的每一个的測量一般說来是独立的和足够复杂的实驗. 而既然我們所感兴趣的不是这些量本身,而是它們的乘积 QB, 这些困难可以借助于下面的試驗克服. 設想一个半径为 R 的球充满理想的(沒有中子吸收的)慢化剂. 在这个球心放置一強度为 Q 的源. 如果球的半径和慢化长度比較起来是足够的大, 则穿过球表面飞出的将仅仅是热中子, 在表面的通

量将等于$\frac{Q}{4\pi R^2}$. 放在球表面上的热中子指示剂的饱和活性

$$A' = \frac{Q}{4\pi R^2}\frac{B}{\lambda}, \tag{8}$$

λ——指示剂的衰变常数.

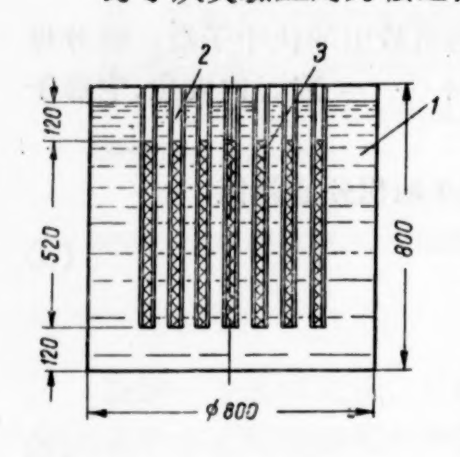
考虑到(8)则量η的表达式将为

$$\eta = \frac{A'}{A}\cdot\frac{4\pi R^2\lambda\tau_0}{\Sigma}. \tag{9}$$

由此可見,为了計算η必須測量的只是指示剂的相对活性.

方法的实驗检驗

为了从实驗上对方法进行检驗,建立了一个最簡单的反应堆模型,其中用普通水作为中子的慢化剂和反射层. 模型的示意图示于图 1. 反应堆模型是一个鋁制的充滿水的箱子,內装有 37 根鋁管构成了高 52 厘米、半径 25 厘米的圓柱形活性区. 鋁管內壁嵌有結实的紙做的管子,碳化硼粉末用胶粘在紙上. 硼模拟了 U^{235} 对热中子的吸收. 利用強度为 $3\cdot10^6$ 中子/秒的 Po-α-B 源作中子源;氧化鏑薄片作中子通量指示剂.



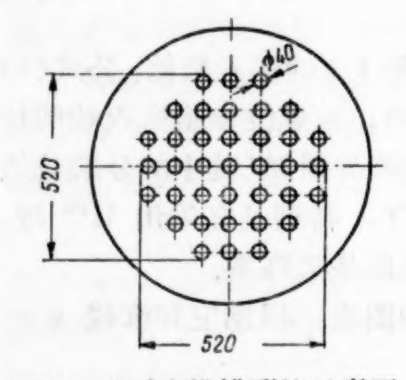


图 1 水反应堆模型的示意图
1——水; 2——"活性区"管道(格距 80 毫米); 3——碳化硼薄层.
管道大小单位为毫米.

因为鏑的半衰期 $T_{1/2}$ = 139.2 分[2],所以总的被照射时間选取为 30 分(大約 $0.2T_{1/2}$). 为了确定热中子通量分布,作为一級近似是用均匀分布. 每一管道是按高度划分为 10 等分,按这种方法共得到 370 个柵胞,源在每一个这种柵胞里停留 5 秒鈡.

正比于热中子通量的指示剂的活性分布,由第一次实驗求得的結果画在图 2 和图 3 (曲綫 1)上. 然后在保持总的活化时間不变下源在每个柵胞停留时間按照所得到的分布变化. 由于这样逐次近似就得到热中子通量分布(曲綫 2,3 和 4). 由图可以看出曲綫 3 和 4 实际上是符合的.

由此可見,逐次漸近序列实际上收斂为极限分布,即相当于所研究的系統的热中子通量分布.

为了举例說明,在图 4 上引入了測量的热中子通量分布,相应的浓度为在每根管道中有 18 克碳化硼(等效于 324 克 U^{235}). 得到的分布和所研究的类型的反应堆热中子通量分布相似.

为了确定量η和$\frac{1}{\Sigma}$的依賴关系,作出了相应的浓度为每根管道有 2.52; 5.5; 9.0; 12.6 和 18 克碳化硼的分布曲綫. 量η在每种情况下按公式(7)計算. 系数B的值是在已知中子通量下根据指示剂的活性确定.

$\eta = f\left(\frac{1}{\Sigma}\right)$的关系列于图 5. 实驗点很好地落在直綫上,和縱坐标軸的截距接近于 1. 正如前面所指出,直綫 $\eta = f\left(\frac{1}{\Sigma}\right)$ 和 $\eta = 2.07$ 的交点[3] 給出了数值 $1/\Sigma_{临界}$. 对于所描述的模型,关于 U^{235} 的临界質量大約是 13 公斤.

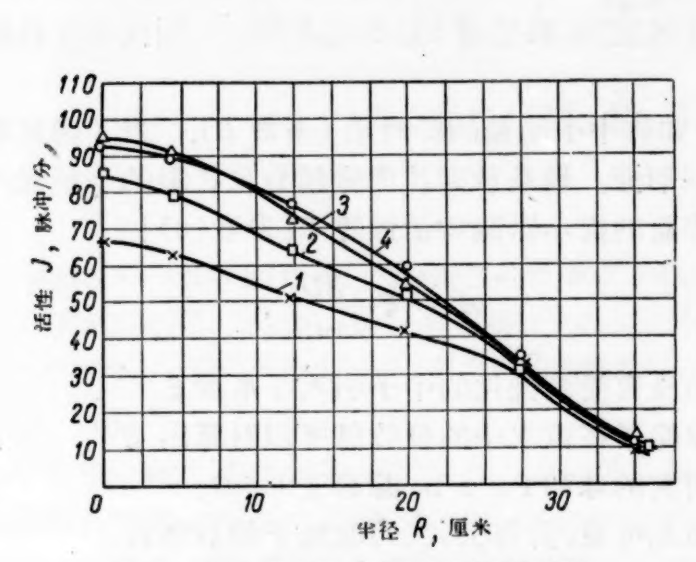


图 2 指示剂活性按模型半径的分布

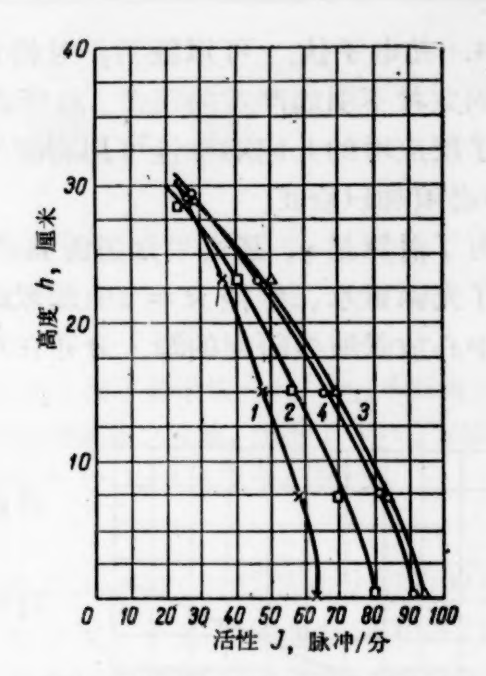


图 3 指示剂活性按模型高度分布

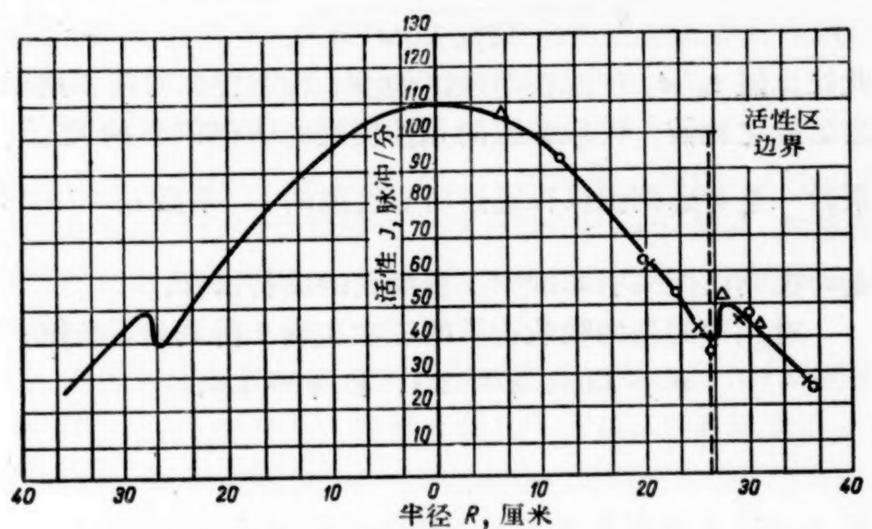


图 4 指示剂活性沿模型径向的分布,相应的吸收剂浓度为每根管道中有 18 克碳化硼

△,×,○——在三个独立的实验中所得到的值.

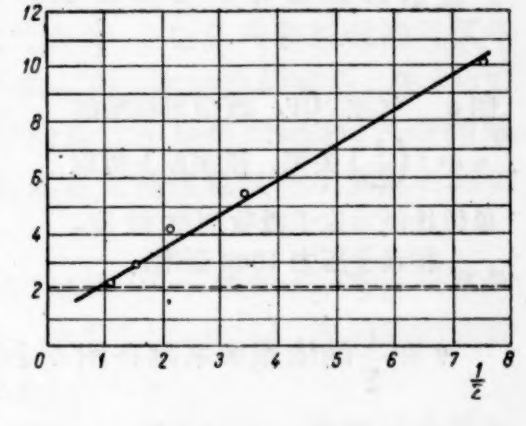


图5 关系 $\eta = f\left(\frac{1}{\Sigma}\right)$. 在横坐标上所取的单位比例对应吸收剂浓度在每根管道中有 19.2 克碳化硼

在气态分裂物质反应堆工作台上的模拟实驗

很有趣的是在临界質量已精确知道的反应堆模型上检驗模拟方法. 这样的試驗是在气态分裂物質的反应堆工作台上进行的[4].

在我們进行模拟实驗前, 所有 148 根反应堆的工艺管道換以具有碳化硼薄层的管道. 利用含有不同数量的吸收物質进行了三次試驗. 附着在紙上的碳化硼的宏观吸收截面是用测量单色中子束的穿透的方法来决定*). 导至温度 343°K 时的 Σ 值等于 0.85; 1.33 和 2.06 厘米^2, 分别相当于压力为 500,785 和 1210 毫米水銀柱,温度为 350°K 时具有 90% U^{235} 的六氟化鈾. (取中子气体温度比慢化剂温度高 50°.)

由于 Po-α-B 中子源对这些实驗強度不够,后来用了 Po-α-Be 源, 其中子平均能量我們估

*) 根据我們的要求,由康納霍維奇 (Ю. Я. Конахович) 完成的.

計是 4.4 兆电子伏. 可以証明，对給定系統裂变中子譜和所用的源的中子譜的差别对临界質量的确定并不引起严重的誤差. 对所进行的实驗的某些不方便是由于存在大量管道(148 根). 应用了反应堆的几何对称性可以将源限于通过 37 根管道（总数的 1/4). 相应地在計算公式(9)中必須加以修正.

为了計算量 η，还必須知道源強度 Q 和热中子通量的絕对值（系数 B). 为了确定其乘积应用了充滿重水、半径 $R = 30$ 厘米的球形壳. 球是放置在內壁鋪有片状鎘的金属套內. 在球的中心放置所要研究的源. 分布在球表面的指示器飽和活性等于[参看(8)]

$$A' = \xi \frac{BQ}{\lambda 4\pi R^2}. \tag{10}$$

考虑到沒有受到慢化的中子引入了系数 ξ.

忽略了在重水中的吸收就可以計算出 ξ[5]. 这个系数对所研究的球和 Po-α-Be 源等于 0.607.

由此可見，計算公式(9)取如下最后形式:

$$\eta = \frac{\frac{1}{4} A'\lambda 4\pi R^2 \int \tau dV}{\Sigma \xi f_B \int A dV}, \tag{11}$$

此处比値 τ_0/A，即源在活性区的中心柵胞停留时間和指示剂活性之比値，代以相应的量按模型的体积积分的比值.

系数 $\frac{1}{4}$ 是考虑到源仅仅通过所有管道的 $\frac{1}{4}$. 系数 $f_B = 1.026$ 是考虑到由探头引起的中子場畸变的波特修正.

对用不同量的吸收物質的三次实驗 η 得到如下数值:

$\eta = 3.04$; $\eta = 2.3$; 和 $\eta = 1.8$.

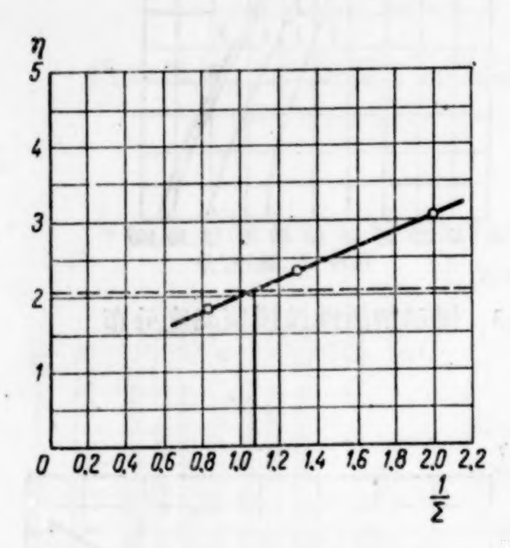


图 6　气态 UF_6 反应堆模型的 $\eta = f\left(\frac{1}{\Sigma}\right)$ 关系. 横坐标上所取单位比例对应于吸收剂的浓度，相当于压力 1000 毫米.

η 和 $\frac{1}{\Sigma}$ 的依賴关系画在图 6 上.

根据直綫 $\eta = f\left(\frac{1}{\Sigma}\right)$ 和直綫 $\eta = 2.07$ 的交点求出临界压力的数值 $P_{临界} = 935$ 毫米水銀柱. 在反应堆工作台上所确定的眞实临界压力数值等于 1018 毫米水銀柱，是符合的足够好的.

結　　論

模拟法可以求出热中子通量分布和进行估計密度小的浓集鈾反应堆的临界质量. 应用这方法到其他反应堆的可能性局限于中子吸收剂的选择須和分裂物質原来性質相类似. 这个方法在解决一系列相似的中子物理問題时也可以应用.

譯自 Атомная энергия том 7 (1959) вып. 1, 27—32.

参　考　文　献

[1] A. Thompson: *J. Appl. Phys.*, **22**, No. 10, 1223 (1951).
[2] А. Н. Несмеянов, А. В. Лапицкий, Н. П. Руденко: Получение радиоактивных изотопов. М., Госхимиздат, 1954.
[3] D. Hughes, R. Schwartz: Neutron Cross Sections, BNL-325, U. S. Government Printing Office, 1958.
[4] И. К. Кикоин, В. А. Дмитриевский, И. С. Григорьев, С. В. Керсновский, Ю. Ю. Глазков, Б. Г. Дубовский: *Атомная энергия*, **5**, № 3, 294 (1958).
[5] И. Снеддон: Преобразования Фурье. Изд-во иностр. лит., 1955.

UBe_{13} 的 生 成 热

伊万諾夫 (М. И. Иванов)
冬巴可夫 (В. А. Тумбаков)

将鈹粉和細散的鈾(由氫化物分解而得的)的混合物加热,便制得了基本組成为 UBe_{13} 和数量不多的游离鈹的制剂. 由制剂 UBe_{13} 和它組份中相应的混合物的溶解热之差值,求得了 UBe_{13} 的生成热($-\Delta H^0_{298}$),該生成热在考虑了对于杂質的修正后,其值等于 39.3±3.8 千卡/克分子.

关于 UBe_{13} 的生成热的数据尙没有,它的值是按制剂 UBe_{13} 和(与制剂成分相同的)原組份的机械混合物的溶解热之差値确定的,以前在文献[1]中叙述了所采用的量热計和进行热量試驗的方法. 热量单位采用 15 度卡,而精确度則采用結果的可能誤差.

原料 采用碎块状的鈾和粉末状的鈹(电解制备的),鈾表面上的氧化膜在 H_3PO_4 中用电解抛光的方法除去,在表 1 中列出了鈾和鈹中的杂質含量以及它們預定的相組成,基于該数据便确定了取作研究的鈾和鈹的相組成.

UBe_{13} 的制取和鑑定 UBe_{13} 是由鈹粉和細散状的鈾的混合物,在电炉內和純氩的气氛中(620 毫米水銀柱),在 1300±50℃ 的温度下加热 1.5 小时而制得的,在加热結束后,在 600℃ 时将氩气从反应的空間抽去. 混合物(含 34% 的鈹,按重量計)存放在 BeO 坩堝中,BeO 坩堝則放置在带有磨口塞的用水冷却的石英安瓿中,冷却后的产品在充滿純氩气的小室里的瑪瑙研缽中磨碎.

用粉末法所作的制剂的伦琴綫照象的研究指出:制剂是由单相 UBe_{13} 所組成,其晶格常数 $a = 10.236 \pm 0.001$ кX*),根据文献[2],UBe_{13} 的晶格常数 $a = 10.235 \pm 0.001$ кX,这与我們的数据相吻合,根据文献[3] $a = 10.26$ кX,資料[4] $a = 10.3489 \pm 0.0001$ кX.

金相的研究証实所制得的制剂其組成基本为 UBe_{13}; 在 UBe_{13} 的晶界边沿,发現有少量的其它相,而这些相未获得成功的鑑定. 为了測定制剂中鈾和鈹的含量(鈾、鈹中杂質含量的計算列在表 1 內)已确定了:

1. 在将鈾、鈹及其制剂煅烧到恒重时,加入到鈾、鈹及其制剂中的氧气量. 鈾和 UBe_{13} 制剂是在空气中,在 800° 下进行煅烧,鈹是先在空气中在 800℃ 下煅烧 8 小时,然后再在 1300℃ 下在氧气中煅烧.

2. 在将鈾、鈹及制剂 UBe_{13} 溶解到試驗中測定溶解热用的溶剂組分中时所析出的气体量(基本上是氫). 該溶剂的組成为: HCl (分析純, 比重 1.78) 600 毫升, H_3PO_4 (分析純, 比重 1.39) 400 毫升, Na_2SiF_6 (純的) 0.25 克, $CuSO_4 \cdot 5H_2O$ (分析純) 0.12 克.

測定析出气体量的方法与文献[1]所发表的不同之处,仅在于焊合带試驗物的薄壁玻璃球和焊合反应的玻璃容器之前,从其中抽出空气,而不采用二氧化碳来排代,这是为了工作方便.

在表 2 中,列出了在氧化情况下,样品增添的重量和在溶解鈾、鈹、UBe_{13} 时所析出的气体量的測定結果.

在所获得的制剂 UBe_{13} 中,鈹的含量,按煅烧时增添的重量計等于 33.60±0.09 (重量)%,

---

*) 1КX = 1.02 Å——譯者註.

表 1 鈾、鈹中所含杂質的成分及其預定相的組成

杂 質	成 分 (重 量 百 分 比)			
	在 鈾 中	相 型	在 鈹 中	相 型
碳	6×10^{-2}	UC	11×10^{-2}	Be_2C
氧	9×10^{-3}	UO	7×10^{-2}	BeO
氮	5×10^{-3}	UN	6×10^{-3}	Be_3N_2
矽	3.6×10^{-2}	U_3Si	9×10^{-3}	Si
鉄	1.4×10^{-2}	U_6Fe	1.4×10^{-2}	Fe
錳	3×10^{-3}	U_6Mn	1×10^{-3}	Mn
鎳	6×10^{-4}	U_6Ni	—	—
鎂	$<1\times10^{-3}$	Mg	2.3×10^{-3}	Mg
銅	9×10^{-4}	UCu_5	2.8×10^{-3}	Cu
鉻	—	—	$<3\times10^{-3}$	Cr
鋁	—	—	7×10^{-3}	Al
硼	5×10^{-4}	UB_2	—	—

表 2 煅烧和溶解的結果

物 料	在 1 毫克物料中平均增添的氧量(毫克)	試驗次数	在溶解一毫克物質时所析出的气体量 (毫米水銀柱, 299°K, 容积 565.5 厘米³)	試驗次数
U	0.18070±0.00017	6	0.2735±0.0002	5
Be	1.77031±0.00113	3	3.6552±0.0057	5
UBe_{13}	0.71474±0.00023	5	1.4105±0.0005	5

而按析出的气体量計則等于 33.62 ± 0.06 (重量)%. 鈹的平均含量等于 33.61 ± 0.05 (重量)%.

在制取合金时,存在在原来鈾、鈹中的杂質,能够与鈾、鈹或杂質本身之間起反应,但可惜,用任何直接的实驗或計算来估計加入到合金中去的杂質的量都未成功 (由于缺少最重要的参与反应的化合物的生成自由能的値). 因此对有关反应作了以下的假設:

1) 杂質不参与反应;

2) 只是鈾中的杂質与鈹发生反应,例如

$$UC + 15Be = Be_2C + UBe_{13};$$

3) 只是鈹中的杂質与鈾发生反应,例如

$$Be_2C + 1\frac{2}{13}U = UC + \frac{2}{13}UBe_{13}.$$

UBe_{13} 制剂和原組份混合物的溶解热的測量結果 UBe_{13} 制剂的溶解热等于 3631.0±4.1 卡/克 (七个試驗測量所得). 鈾及鈹 (33.61 (重量) %Be) 混合物的溶解热等于 3737.5±5.1 卡/克(六个試驗測量所得). 其差等于 106.5±8.6 卡/克. 該差値的誤差也考慮到測定合金內各組份的分析誤差.

当制取制剂 (标准条件) 时,合金組份間所产生反应的热效应卽为組份混合物的溶解热和制剂溶解热(合金每 100 克为 10650±860 卡)之間的差.

根据 2), 3) 假設計算 UBe_{13} 生成热时,必須要知道杂質的生成热. 我們所采用的値列于表 3.

表 3 为計算 UBe_{13} 生成热所采用的鈾、鈹及合金中杂質的生成热值

物 質	$-\Delta H^0_{298}$	根 据 文 献
UC	40,000	[5]
UO	135,000	[7]
UN	68,000	[8]
BeO	147,000	[9]
Be_2C	8,000	对于 Be_2C[6] 近似地按照 $\Delta F^0_{2400°K} = -7830$ 卡
U_3Si	40,000	同 $ThSi_2$ 的 ΔH^0_{298} 比較[10]
U_6Fe	20,000	任意地，但考虑到金属互化物 ΔH^0_{298} 的数量級
U_6Mn	20,000	同 上

从可能反应的假設 1),2),3)及表 3 得出，UBe_{13} 的生成热($-\Delta H^0_{298}$)相应地等于 39.3±3.1; 38.6±3.1 和 40.0±3.1 千卡/克分子.

既然原来的金属中所存在的杂質，当制取合金时在某种程度上与鈾及鈹相互作用，因而未考虑該相互作用而計算出的 UBe_{13} 的生成热可能具有最大的系統誤差，其值为 $\pm\frac{40.0-38.6}{2}=\pm0.7$ 千卡/克分子. 因此，我們采用 39.3±38 千卡/克分子为 UBe_{13} 的生成热($-\Delta H^0_{298}$).

測定 UBe_{13} 生成热的誤差的討論 UBe_{13} 生成热的測定其最大誤差是由于不精确的測定合金中鈾及鈹的含量而引起的. 如果測定鈹时的誤差为 0.01%，則在測定 UBe_{13} 生成热时所产生的系統誤差～1%.

碰到这样的情况，即在制取合金的过程中，合金組份中已有的杂質和合金組份，和形成的金属互化物，或杂質本身之間可能发生的反应，并不影响我們分析的結果（見表 2). 在用煅烧方法作分析的情况下这种見解是明显的. 用有杂質参与反应的溶解方法，仅反应

$$UC + 15Be = Be_2C + UBe_{13}$$

影响分析的結果，因为在該方程式左，右两方的物質溶解时，将放出不同数量的气体. 但是实驗証明，在溶解 UC 于我們所采用的溶剂中时，每一克分子的 UC 将逸出 0.83 克分子的气体（按理想气体計算). 由于該值趋近于 1 克分子，因此用溶解法进行的合金分析和用煅烧法进行的分析一样得到正确的結果.

用这两种方法分析的系統誤差与杂質的相对含量的变化有关，这种变化是由鈹或某些杂質的蒸发以及在制取合金过程中滲入的新杂質所引起的. 在制取合金时鈹的蒸发具有最大的可能性. 但是在我們的条件下，配料中鈹的蒸发量不超过 0.4%（重量). 計算証明，这种情况在分析中引起的系列誤差 $<0.01\%$.

至于談到在制取的过程中合金中滲入新的杂質，則最大的可能是进入氧. 在具有鉑金熔池的石墨坩堝內用真空熔炼法作合金分析指出，合金中所含的氧为 0.05(重量)%，而根据配料的重量及配料組份中氧的含量計算而求得的氧的值等于 0.03(重量)%. 在合金及配料組份中測定氧的誤差范围內还存在差別. 但如果其中补充适当的計算，即是在制备合金过程中有1%的氧化物(鈾或鈹)存在，那么我們所求得的 UBe_{13} 的生成热改变，只稍大于 1%，因此很明显，在測定 UBe_{13} 生成热时，按照氧 0.02（重量)% 的差別，不至于产生誤差. 合金的制备过程中曾避免了其中落入其他的杂質，因为配料是在純氧化鈹（作螢光粉）的坩堝內，并在最純的氩气中进行加热. 同时在充有純氩气的室中将合金磨碎.

作者非常感謝切巴达列夫 (Н. Т. Чеботарев) 在伦琴綫照相研究方面，明舍柯夫 (Т. С.

Меньшиков)在金相研究方面，哈勒拉莫夫 (В. Т. Харламов) 及列别奇夫 (А. И. Лебедев) 对测定合金及其組成中氧含量方面給予的帮助。

譯自 Атомная энергия том 7 (1959) вып. 1, 33—36.

参 考 文 献

[1] М. И. Иванов, В. А. Тумбаков, Н. С. Подольская: *Атомная энергия*, **5**, № 2, 166 (1958).
[2] N. Baenzieger, R. Rundle: *Acta cryst.*, **2**, 258 (1949).
[3] W. Koehler, I. Singer, A. Coffinberry: *Acta cryst.*, **5**, 394 (1952).
[4] R. Buzzard: *J. Research NBS*, **50**, No. 63 (1953). R P 2389.
[5] Ядерные реакторы. Сб. III. М., Изд-во иностр. лит., 1956, стр. 96.
[6] Там же, стр. 83.
[7] Д. Кац, Е. Рабинович: *Химия урана*. М., Изд-во иностр. лит., 1954, стр. 244.
[8] О. Кубашевский, Э. Эванс: Термохимия в металлургии. М., Изд-во иностр. лит., 1954, стр. 290.
[9] Там же, стр. 250.
[10] D. Robins, J. Jenkins: *Acta metallurgica*, **3**, 598 (1955).

Am(VI) 和 Am(V) 的輻射还原

查頁采夫 (А. А. Зайцев)
闊夏闊夫 (В. Н. Косяков)
雷 闊 夫 (А. Г. Рыков)
邵巴列夫 (Ю. П. Соболев)
耶闊夫列夫 (Г. Н. Яковлев)

以还原产物的輻射产額求得了在氯酸，硫酸和硝酸中 AmO_2^{2+} 的輻射还原的速度常数．找出的值結合过氧化氫产額的数据可以估計在总的还原反应中氫基的量．闡述了 AmO_2^{2+} 和 AmO_2^{+} 的輻射还原机制．AmO^{+} 还原速度的数学公式可以計算在所研究的溶液中过氧化氫和氫基的产額．

在氧化鎇得到高价态 Am(VI) 和 Am(V)[1—4] 的同时，曾經証明在水溶液中，Am(VI) 和 Am(V) 的自还原作用分别以每小时約 4 和 2% 的速度进行着．这一过程的产生是由于在 Am^{241} 的 α 輻射作用下，水輻射分解时形成了还原剂．

在最初鎇的自还原动力学的研究工作[3—5]中，曾发現此反应速度直接和鎇的总浓度成正比，而不取决于 Am(VI) 或 Am(V) 的浓度．然而，更为詳細的研究[6] 表明后者只是对于 Am(VI)来說才是正确的．

Am(VI)和 Am(V)輻射还原的研究，对于強电离輻射作用較小的水溶液的輻射化学，同样具有重大意义．

实 驗 部 分

鎇 实驗中所用的系半衰期为 461.3 年的鎇的同位素 Am^{241}[7]．光譜分析表明实际上完全沒有杂质(<1%)．

試剂 在所有情况下，所用的无需事前純化的試剂的規格为“化学純”．水系从过錳酸鉀氧化溶液中二次重蒸的．硫酸和硝酸，在使用以前也应进行蒸餾．硝酸中应用硝酸銀进行氯离子反应来检驗无氯存在．氯酸在压力为 30 毫米汞柱下蒸餾．高氯酸鈉系用氯酸中和碳酸鈉制得并从水中或酒精中重結晶来提純．

輻射測量分析 溶液中鎇的总浓度系根据 Am^{241}的 α 輻射在計数效率为 4.85×10^{-6} 的开縫电离室中用輻射測量的办法測定．

Am(V)的制取 将用蒸餾水洗滌过的鎇(III)的氫氧化物溶于热的 40% 的碳酸鈉溶液中．在 80—90℃ 温度下通臭氧于制得溶液中，历时 30—40 分鈡．臭氧氧化后，将鎇(V)的和鉀的二元碳酸盐的悬浮物在水浴上加热約 30 分鈡．离心分离出沉淀并用 40% 的碳酸鉀溶液洗滌之，然后再用水洗滌，以除去痕量的 Am(III)．将得到的 Am(V) 和鉀的二元碳酸盐溶于 0.1*M* 的氯酸中，并用 40% 碳酸鉀溶液来再沉淀．

Am(VI)的制取 将含水的 Am(V) 的和鉀的二元碳酸盐的悬浮物轉移至臭氧氧化器中．在水浴上，在通臭氧流的情况下蒸发以赶去水．将干的黑色沉淀溶于 0.1*M* 的氯酸中并重新在臭氧流中蒸发此溶液．

Am(V) 和 Am(VI) 的自还原 将 Am(V) 和鉀的二元碳酸盐或 Am(VI) 的高氯酸盐溶

于所需的酸中，并轉移至置于恆温器中的石英棱柱形或玻璃圓柱形的液槽里．液槽中温度保持在 ±0.2℃．用分光光度計 СФ-4 进行溶液的光密度測量．曾取用波长 992—997 毫微米为 Am(VI) 的，715—718 毫微米为 Am(V)的和 809—815 毫微米为 Am(III) 的吸收带作为分析譜带．曾事先摄取所有被研究的溶液中的 Am(VI) 和 Am(III)的吸收光譜．Am(V)的吸收光譜实际上与溶液的組成无关．

过氧化氫在 Am^{2+1} 溶液中的聚积　将鋂(III)的氫氧化物或鋂(V)的和鉀的二元碳酸盐溶于 0.1 或 1.0*M* 含有 Ti(IV)的硫酸盐的硫酸中．鈦的浓度为 0.5 克/升．根据在波长为 400，450 和 470 毫微米处鈦的絡合物的吸收来測定过氧化氫．Am(III) 和 Am(V) 的浓度根据在 811 和 717 毫微米处溶液的吸收来測定．Ti(IV)和 Ti(IV) 的过氧絡合物，在 811 和 717 毫微米处不起吸收作用．

过氧化氫的浓度根据預先刻度得到的关系式来計算

$$[H_2O_2](\text{微克分子浓度}) = 456D_{400} = 644D_{450} = 950D_{470},$$

其中 D——为該波长处的光密度．

結果和討論

Am(VI) 和 Am(V) 在氯酸和硫酸溶液中的輻射还原　图 1 和图 2 是鋂相应地在 2.0*M*

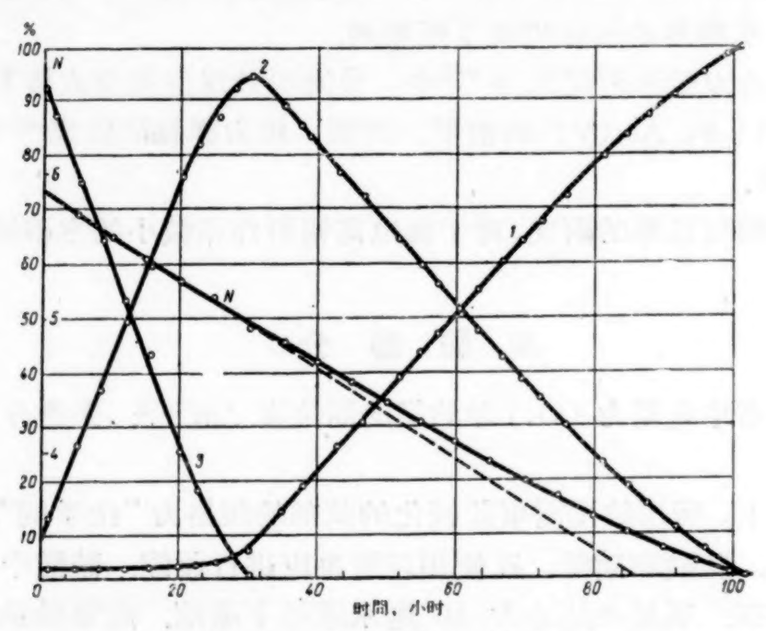


图 1　在 2.0*M* 的 $HClO_4$ 中鋂的輻射还原($[Am]_{总} = 5.19$ 毫 *M*)
1——Am(III)；*2*——Am(V)；*3*——Am(VI).

$HClO_4$ 和 0.2*M* $HClO_4$ + 1.0*M* Li_2SO_4 溶液中典型的还原曲綫．图上，可看出与 Am(VI)，Am(V)和 Am(III) 的浓度改变的同时，鋂的平均价态(*N*)也在变化，此值由下面关系式决定：

$$N = \frac{6[AmO_2^{2+}] + 5[AmO_2^{+}] + 3[Am^{3+}]}{[Am]_{总}}.$$

当氯酸的浓度大于 2*M* 和硫酸的浓度大于 1*M*时，Am(V) 的不成比例是在 Am (VI)，Am (V) 和 Am(III) 浓度变化下所引起的基本过程．然而不成比例反应的結果，平均价态并不改变，而它只是受还原所制約和随时間而減少．

如由图 1 和图 2 所見那样，在开始时期，出現 Am(VI) 浓度的綫性減少和 Am(V) 浓度的綫性增加；同时 Am(III)的浓度則保持不变．当溶液中积聚着大量的 Am(V)的时候，Am(VI)的还原速度則減小并且 Am(III)的浓度开始增长．在 Am(VI)消失以后，五价的鋂以随其浓度

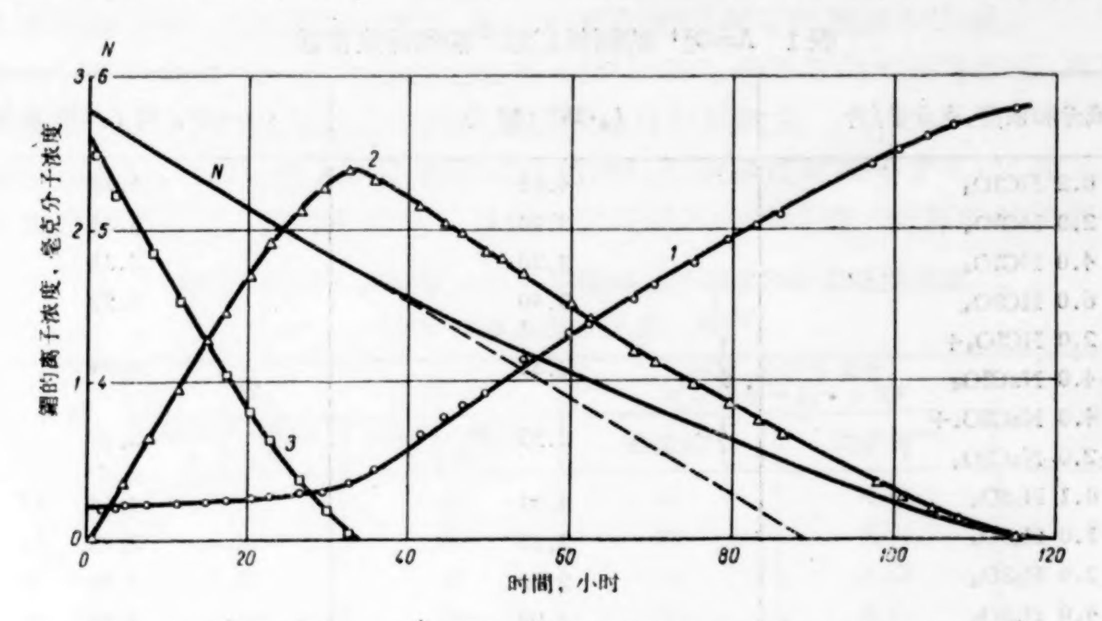


图 2 在 $0.2M\ HClO_4 + 1.0M\ Li_2SO_4$ 中鎇的輻射还原($[Am]_{总}=2.79$ 毫 M)
1——Am(III); 2——Am(V); 3——Am(VI).

而变化的速度而还原. 平均价态实际上一直到 Am(VI) 完全还原綫性地在随着时間的变化而变化着. Am(VI) 和輻射分解生成的还原剂相互作用的速度要比这些还原剂生成的速度大得多,所以当溶液中有 Am(VI) 存在时,全部还原剂都将被消耗掉. 在Am(VI) 以恆定速度

$$-\frac{d[AmO_2^{2+}]}{dt}=\frac{d[AmO_2^{+}]}{dt}=k_a[Am]_{总}$$

进行还原的时間里,而

$$\frac{d\,[Am^{3+}]}{dt}=0.$$

那么,
$$-\frac{dN}{dt}=-\frac{1}{[Am]_{总}}\frac{d}{dt}(6[AmO_2^{2+}]+5[AmO_2^{+}]+3[Am^{3+}])=$$

$$=-\frac{1}{[Am]_{总}}\frac{d[AmO_2^{2+}]}{dt}=k_a.$$

k_a 值,它是根据平均价态改变的曲綫的直綫部分的斜率計算出来的,被列在表 1 里;此外,該表还給出还原起始产額值 $G_{AmO_2^{2+}}$.

常数 k_a 与产額 G 以下列关系相联系:

$$G=\frac{T_{1/2}}{0.693\,Q_a}k_a=103.4k_a,$$

其中 $T_{1/2}$——Am^{241} 的半衰期(以小时表示); Q_a——每当一次蛻变时所放出的能量(以电子伏表示).

霍尔(G. Hall) 和馬尔金 (T. Markin)[8] 在这些酸里曾观察到还原常数类似的減少. 然而表 1 中列举的 k_a 值高于这些作者所得到的相应的常数. 溶液組成对还原速度的严重影响,就象早期所假定的那样[9] 不能用生成絡合物来解释. 旣然还原的速度决定于还原剂的形成速度,那 Am(VI) 的还原速度常数的改变就仅与輻射还原产物产額的改变有关.

过氧化氫是在 α 輻射的作用下水的分解产物之一. 在 Am(III)的 0.1 和 1.0M 的 H_2SO_4 溶液中测定了其輻射产額;测得每 100 电子伏为 1.18±0.12 和 0.69±0.05 过氧化氫分子. 将这些値和在相应酸里 Am(VI)的还原产額的値比較看出: Am(VI)的还原仅是部分地(~50%)由

表 1 AmO_2^{2+} 的輻射还原产額和速度常数

溶液的成分和浓度,克分子/升	$k_a \cdot 10^2$ (时$^{-1}$)	$G_{AmO_2^{2+}}$, 离子/100 电子伏
0.2 $HClO_4$	4.04	4.18
2.0 $HClO_4$	3.20	3.31
4.0 $HClO_4$	3.20	3.31
6.0 $HClO_4$	3.40	3.52
2.0 $HClO_4$+ +4.0 $NaClO_4$	3.81	3.94
4.0 $NaClO_4$+ +2.0 $NaClO_4$	3.55	3.67
0.1 H_2SO_4	4.04	4.18
1.0 H_2SO_4	2.85	2.95
2.0 H_2SO_4	2.50	2.59
4.0 H_2SO_4	2.02	2.09
6.0 H_2SO_4	1.80	1.86
10.0 H_2SO_4	2.20	2.28
0.2 $HClO_4$+ +1.0 Li_2SO_4	3.15	3.26
0.2 $HClO_4$+ +2.0 Li_2SO_4	2.54	2.63

过氧化氫所引起．剩下的部分，看来是被氫原子所还原，这些氫原子在被空气飽和的溶液中以 HO_2 基的形式存在．

也曾分析过 Am(VI) 和 Am(V) 的溶液中自由过氧化氫的含量．当Am(VI)存在时，在溶液中覺察不出有过氧化氫．在 Am(V) 的硫酸溶液中过氧化氫的积聚曲綫如图 3 所示．象从

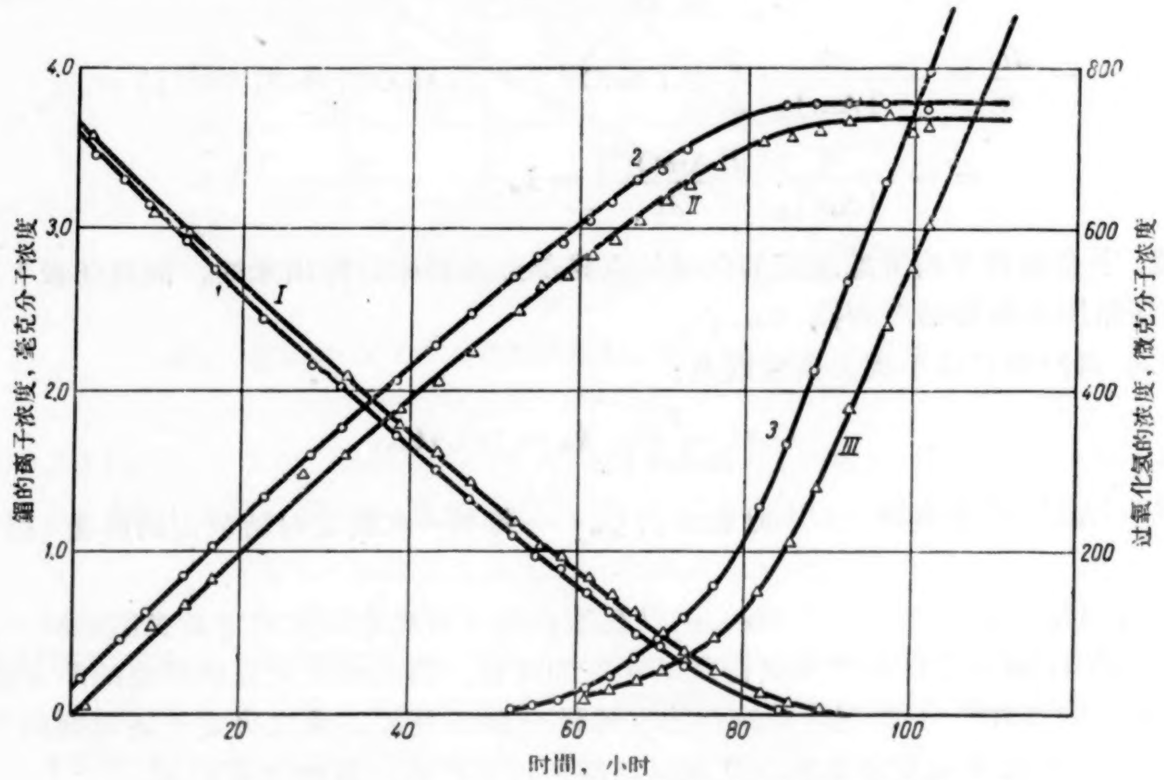


图 3 在 1.0 *M* H_2SO_4 中，Am(V) 的輻射还原和过氧化氫的积聚

第一个实驗 ([Am] 总=3.76 毫 *M*): *I*——Am(V) 浓度的变化; *2*——Am(III) 浓度的变化; *3*——过氧化氫的积聚．第二个实驗([Am] 总 = 3.64 毫 *M*): *I*——Am(V)浓度的变化; *II*——Am(III) 浓度的变化; *III*——过氧化氫的积聚．

这个图上看到的一样，自由过氧化氫至 Am(V)还原終了时才在溶液中出现.

利用我們所得到的 AmO_2^+ 和过氧化氫在 0.1M $HClO_4$ 中反应的速度常数值，可以估計出在我們所观察的 Am(V) 的輻射还原中溶液里过氧化氫积聚的量.

曾經采用 0.1M H_2SO_4 中 AmO_2^+ 和过氧化氫的反应的速度常数等于 0.1M $HClO_4$ 中該反应的速度常数进行了計算. 这样的假定，显然不应当引入大的誤差. 計算的結果列于表 2. 从

表 2 0.1M H_2SO_4 中 AmO_2^+ 的观測还原速度和計算还原速度

(k = 14.8 克分子$^{-1}$升·时$^{-1}$)

时間，小时	浓度		AmO_2^+ 的还原速度，克分子升$^{-1}$时$^{-1}$×10^6		v_6^1/v_6, %
	AmO_2^+，毫克分子浓度	H_2O_2，微克分子浓度	观測值*	計算值**	
42	1.72	26	92	0.66	0.7
44	1.54	30	88	0.82	0.9
46	1.37	33	86	0.67	0.8
48	1.19	36	86	0.63	0.7
50	1.03	40	83	0.61	0.7
52	0.86	44	80	0.56	0.7
54	0.71	56	79	0.59	0.7
56	0.55	84	73	0.68	0.9
58	0.42	130	60	0.81	1.4
60	0.31	208	51	0.96	1.9
62	0.22	286	43	0.93	2.2
64	0.14	370	31	0.77	2.5

* $v_6 = \frac{d[AmO_2^+]}{dt}$.

** $v_6^1 = k[AmO_2^+][H_2O_2]$.

表 2 看到，溶液中积聚的过氧化氫实际上并不参与 Am(V)的还原.

就 Am 的氧化还原电势[10]：

$$Am^{3+} \xrightarrow{1.74伏} AmO_2^+ \xrightarrow{1.60伏} AmO_2^{2+} \quad (Am^{3+} \to AmO_2^{2+}: 1.69伏)$$

而言以及考虑了 Am(V) 和过氧化氫的相互作用的常数值不大，可以作出下述假定：

Am(V) 仅仅被 HO_2 基所还原；

Am(V) 可以被 OH 基氧化至 Am(VI)，且此反应和形成过氧化氫的反应竞爭；

过氧化氫仅仅被消耗于 Am(VI) 的还原上.

在空气飽和的水溶液中 AmO_2^{2+} 和 AmO_2^+ 輻射还原的动力学可以用以下的反应来闡明：

$$H_2O \rightsquigarrow H + OH; \tag{1}$$

$$H + O_2 = HO_2; \tag{2}$$

$$OH + OH \overset{k_3}{=} H_2O_2; \tag{3}$$

$$AmO_2^{2+} + HO_2 \overset{k_4}{=} AmO_2^+ + O_2 + H^+; \tag{4}$$

$$AmO_2^{2+} + H_2O_2 \overset{k_5}{=} AmO_2^+ + HO_2 + H^+; \tag{5}$$

$$AmO_2^+ + 2HO_2 + 2H^+ \overset{k_6}{=} Am^{3+} + 2O_2 + 2H_2O; \tag{6}$$

$$AmO_2^+ + OH \overset{k_7}{=} AmO_2^+ + OH^-. \tag{7}$$

在 AmO_2^{2+} 还原开始时期，当 AmO_2^+ 的浓度还小时，全部过程的动力学将由反应(1—5)所决定：

$$-\frac{d[AmO_2^{2+}]}{dt}=k_4[AmO_2^{2+}][HO_2]+k_5[AmO_2^{2+}][H_2O_2]; \tag{8}$$

$$\frac{d[H_2O_2]}{dt}=k_3[OH]^2-k_5[AmO_2^{2+}][H_2O_2]=0; \tag{9}$$

$$\frac{d[HO_2]}{dt}=r_H[Am]_{总}+k_5[AmO_2^{2+}][H_2O_2]-k_4[AmO_2^{2+}][HO_2]=0; \tag{10}$$

$$\frac{d[OH]}{dt}=r_{OH}[Am]_{总}=2k_3[OH]^2=0, \tag{11}$$

式中 r_H 和 r_{OH} 是在 Am^{241} 輻照下生成H和OH基的速度常数.

綜合方程式(8—11)，我們得到：

$$-\frac{d[AmO_2^{2+}]}{dt}=(r_H+r_{OH})[Am]_{总}=k_a[Am]_{总}, \tag{12}$$

式中 $k_a=(r_H+r_{OH})$.

由方程式(11)得出輻射生成过氧化氫的产額等于OH基产額之半，那时

$$k_a=r_H+2r_{H_2O_2}.$$

当溶液中积聚时 AmO_2^+ 开始影响(6)和(7)反应，并导至 AmO_2^{2+} 的还原速度減小和使 Am^{3+} 浓度增加.

当溶液中仅有 AmO_2^+ 和 Am^{3+} 时，反应(1—3)和(5—7)是主要的反应. 旣然 AmO_2^{2+} 根据反应(7)形成的浓度比 AmO_2^+ 的浓度小很多倍和在很大程度上不能和 AmO_2^+ 竞爭 HO_2 基，那反应(4)就可忽略. 在此情况下，

$$-\frac{d[AmO_2^+]}{dt}=k_6[AmO_2^+][HO_2]^2+k_7[AmO_2^+][OH]-k_5[AmO_2^{2+}][H_2O_2]; \tag{13}$$

$$\frac{d[AmO_2^{2+}]}{dt}=k_7[AmO_2^+][OH]-k_5[AmO_2^{2+}][H_2O_2]=0; \tag{14}$$

$$\frac{d[OH]}{dt}=r_{OH}[Am]_{总}-2k_3[OH]^2-k_7[AmO_2^+][OH]=0; \tag{15}$$

$$\frac{d[HO_2]}{dt}=r_H[Am]_{总}+k_5[AmO_2^{2+}][H_2O_2]-2k_6[AmO_2^+][HO_2]^2=0, \tag{16}$$

由此得

$$-\frac{d[AmO_2^+]}{dt}=\frac{r_H}{2}[Am]_{总}+\frac{r_{OH}}{2}[Am]_{总}\frac{[AmO_2^+]}{[AmO_2^+]+\frac{2k_3}{k_7}[OH]_{固定}}, \tag{17}$$

式中 $[OH]_{固定}$ 是OH基的固定浓度 (стационарная концентрация).

将方程式(17)写成

$$-\frac{d[AmO_2^+]}{dt}=\frac{r_H}{2}[Am]_{总}+\frac{r_{OH}}{2}[Am]_{总}\frac{[AmO_2^+]}{[AmO_2^+]+c} \tag{18}$$

并經积分后，我們得到 Am(V) 浓度对时間的关系：

$$[AmO_2^+] = [AmO_2^+]_0 - \frac{k_a}{2}[Am]_{总}t + \beta_1 \ln\frac{[AmO_2^+]_0 + \beta_2}{[AmO_2^+] + \beta_2}, \tag{19}$$

式中 $k_a = r_H + r_{OH}$; $\beta_1 = \frac{r_{OH}}{k_a}c$; $\beta_2 = \frac{r_H}{k_a}c$.

当 $[AmO_2^+]_0$ 和 $[AmO_2^+]$ 間的差値不大时，方程式(19)中对数項趋近于零，且 AmO_2^+ 的浓度实际上随时間綫性地改变着．随着 AmO_2^+ 的还原，开始影响到考虑 AmO_2^+ 的还原速度与其浓度之間关系的方程式(19)中的最后一項．

变換方程式(19)成

$$\beta_1 \ln\{[AmO_2^+] + \beta_2\} = x - A, \tag{20}$$

式中

$$x = \frac{k_a}{2}[Am]_{总}t + [AmO_2^+];$$

$$A = [AmO_2^+]_0 + \beta_1 \ln\{[AmO_2^+]_0 + \beta_2\},$$

或变成指数函数的形式:

$$[AmO_2^+] = \frac{e^{x/\beta_1}}{e^{A/\beta_1}} - \beta_2, \tag{21}$$

就可以定出常数 β_1 和 β_2.

所有在含有 x 的式中的各数値，可以經驗地确定，同时基于这些数値可以制成方程式(21)的图表．取以 $x_3 = \frac{x_1 + x_2}{2}$ 的关系相联系且相应于 AmO_2^+, $[AmO_2^+]_i$ 的浓度的三个 x 值后，我們可根据方程式

$$\beta_2 = \frac{[AmO_2^+]_1[AmO_2^+]_2 - [AmO_2^+]_3^2}{[AmO_2^+]_1 + [AmO_2^+]_2 - 2[AmO_2^+]_3}, \tag{22}$$

求得常数 β_2.

知道了常数 β_2 后，可以繪制方程式(20)的图表，根据所得到的斜率可以直接确定常数 β_1 的值．图 4 是实驗之一($0.2M HClO_4 + 1.0M Li_2SO_4$)的 $\ln\{[AmO_2^+] + \beta_2\}$ 对 $x = \frac{k_a}{2}[Am]_{总}t + [AmO_2^+]$ 的关系图．

得到的綫性关系証明：方程式(19)和我們原先的前提本身被实驗的结果証实了．

知道了常数 β_1 和 β_2 后，可以确定常数 r_H 和 r_{OH} 以及氫基和 OH 基(利用 r_i 和 G_i 間的联系)的产額值．显然，

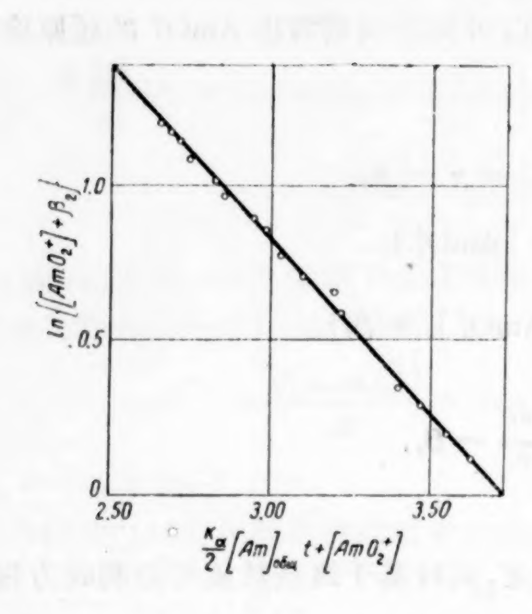
$$\beta_1 + \beta_2 = \frac{r_{OH}}{k_a}c + \frac{r_H}{k_a}c = \frac{r_{OH} + r_H}{k_a}c = c. \tag{23}$$

代 $c = \beta_1 + \beta_2$ 到 β_1 和 β_2 的式子中，得

$$r_{OH} = \frac{\beta_1}{\beta_1 + \beta_2}k_a; \quad r_H = \frac{\beta_2}{\beta_1 + \beta_2}k_a. \tag{24}$$

假如考虑到 $r_{H_2O_2} = \frac{r_{OH}}{2}$，那在确定了常数 k_a, β_1 和 β_2 后，可以計算不同溶液(表 3)中过氧化氫和氫基产額值．所引的 0.1 和 $1.0M\ H_2SO_4$ 溶液中过氧化氫的产額值与在 Am^{3+} 溶液中直接測得过氧化氫积聚的 $G_{H_2O_2}$ 值很好地吻合．这种吻合証实了所述 AmO_2^+ 还原机制的正确性．

图 5 是在恆定酸度下，AmO_2^{2+} 的还原产額和过氧化氫及氫基的部分产額随硫酸鋰和高氯酸鈉浓度的改变图．取 $0.1M\ H_2SO_4$ 中所得到的 $G_{H_2O_2}$ 和 G_H 值作为相应于 $0.2M\ HClO_4$ (Li_2SO



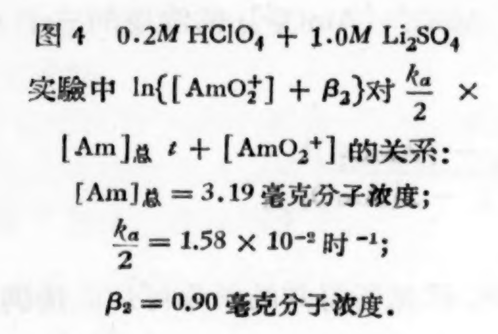


图 4 $0.2M$ $HClO_4$ + $1.0M$ Li_2SO_4 实驗中 $\ln\{[AmO_2^+]+\beta_2\}$对 $\frac{k_a}{2}\times[Am]_总 t+[AmO_2^+]$ 的关系：

$[Am]_总=3.19$ 毫克分子浓度；

$\frac{k_a}{2}=1.58\times10^{-2}$ 时$^{-1}$；

$\beta_2=0.90$ 毫克分子浓度．

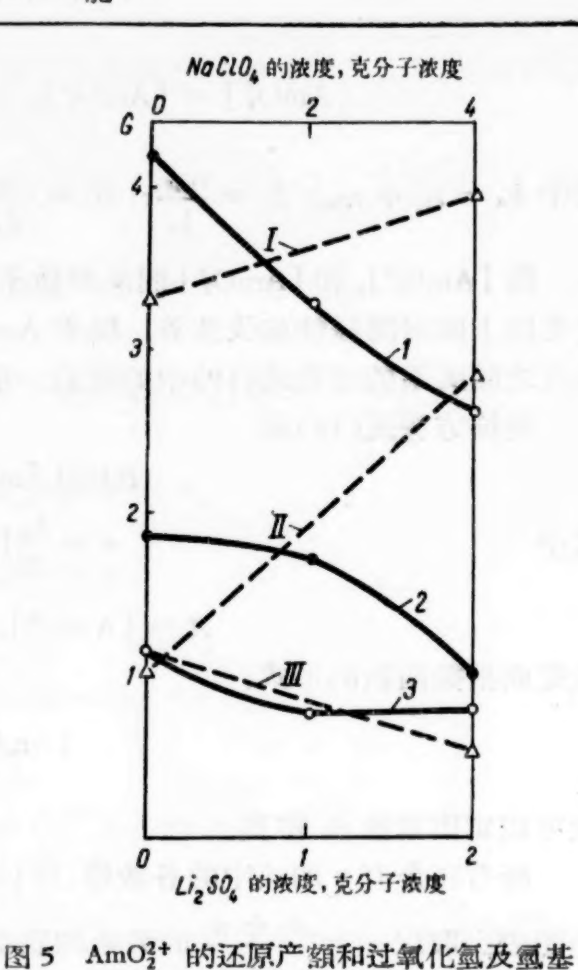


图 5 AmO_2^{2+} 的还原产額和过氧化氢及氫基的部分产額随硫酸盐离子和高氯酸盐离子浓度的改变

1—$G_{Am(VI)}(0.2M\ HClO_4+nM\ Li_2SO_4)$ $n=0,1,2$;
2—$G_H(0.2M\ HClO_4+nM\ Li_2SO_4)$ $n=0,1,2$;
3—$G_{H_2O_2}(0.2M\ HClO_4+nM\ Li_2SO_4)$ $n=0,1,2$;
I—$G_{Am(VI)}(2M\ HClO_4+nM\ NaClO_4)$ $n=0,4$;
II—$G_H(2M HClO_4+nM NaClO_4)$ $n=0,4$;
III—$G_{H_2O_2}(2M HClO_4+nM NaClO_4)$ $n=0,4$.

表 3 在硫酸或氯酸的溶液中氫基和过氧化氫的产額

溶液的組成和浓度，克分子/升	$G_{H_2O_2}$，克分子/100 电子伏	G_H，克分子/100 电子伏
0.1 H_2SO_4	1.16±0.04	1.86±0.11
1.0 H_2SO_4	0.54±0.04	1.87±0.07
0.2 $HClO_4$+ +1.0 Li_2SO_4	0.78±0.04	1.73±0.08
0.2 $HClO_4$+ +2.0 Li_2SO_4	0.81±0.04	1.01±0.02
2.0 $HClO_4$	1.15±0.03	1.02±0.09
2.0 $HClO_4$+ +4.0 $NaClO_4$	0.56±0.02	2.82±0.04

的浓度为零）的实驗点．因为 AmO_2^{2+} 在 $0.2M$ $HClO_4$ 和 $0.1M$ H_2SO_4 中的还原产額实際上是相同的（見表 1），故这样的置換被証明是正确的．

如由图 5 所見，Li_2SO_4 浓度的增加，由于氫基和过氧化氫的产額减小，导至 AmO_2^{2+} 还原产額的减小．过氧化氫随着 Li_2SO_4 或 H_2SO_4 浓度的增加而减少以及与此有关的 AmO_2^{2+} 的还原产額的减小（見表 1 和表 3）可以解释为在硫酸溶液中存在着这样的反应：

$$OH + HSO_4^- = OH^- + HSO_4 \quad (25)$$

或

$$OH + H_2SO_4 = H_2O + HSO_4, \quad (26)$$

而就是这些和 $OH + OH = H_2O_2$ 反应相竞爭的反应減低了过氧化氫的产額．HSO_4 基或当它参加过酸形成的 H_2SO_5 和 $H_2S_2O_8$ 能够氧化 AmO_2^+ 至 AmO_2^{2+}，更加減小了 AmO_2^{2+} 的还原产額．当 γ 輻照硫酸溶液时生成过酸 H_2SO_5 和 $H_2S_2O_8$，曾为丹尼尔斯，那盖翁和瓦易斯（M. Daniels, J. Lion, J. Weiss）[11] 实驗証明．在 $10M$ H_2SO_4 中根据和 $6M H_2SO_4$ 比較看出的 AmO_2^{2+} 的还原产額有某些增加，看来系由于輻射直接作用于 H_2SO_4 分子导至还原剂型的 SO_2 生成所造成的．

在增浓的（9 和 12*M*）氯酸溶液中，鎇的还原产額和在硫酸溶液中的以及极其稀释的氯酸溶液中的还原产額相差很大．在 $9M$ $HClO_4$ 中，原先为～2.9 的 AmO_2^{2+} 的还原产額迅速地減低（图 6）．随着鎇的总浓度的增加，从而輻射剂量增加，还原产額減少得更为剧烈．在 $12M$ $HClO_4$ 中，經历 300 小时未覚察出 AmO_2^{2+} 的还原現象．此現象从鎇的高价态的稳定性观点来看是很有趣的．鎇在增浓的氯酸中減慢了还原作用或完全不出現还原現象可能和氯酸的輻射分解有关．諾丁（M. Cottin）[12] 曾指出：当 γ 輻射作用于增浓的氯酸溶液时，有 Cl_2 和 ClO_2 生成．可以推測，Am^{241} 的輻射作用也引起氯和二氧化氯的生成，而这些东西阻碍了 Am(VI)和Am(V) 的还原．这种推測被下列观察所証实：Am^{3+} 的 9 和 $12M$ $HClO_4$ 溶液的光密度在光譜的短波（$\lambda < 500$ 毫微）区迅速地增加，这可以認为是由于在这一光譜区吸收的 Cl_2 和 ClO_2 的形成．

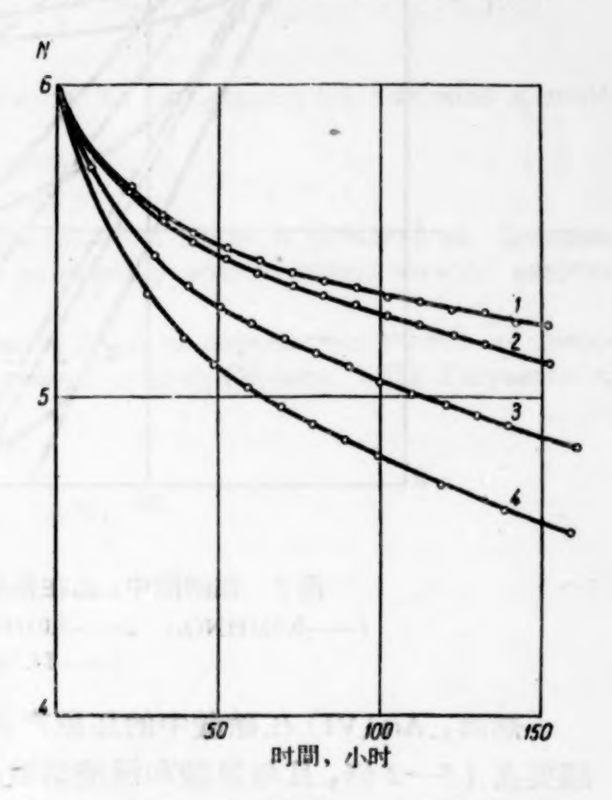


图 6 輻射还原作用下，$9.0M$ $HClO_4$ 中鎇的平均价态（*N*）的变化

鎇的浓度，毫克分子浓度：*1*——4.69；*2*——4.60；*3*——3.83；*4*——2.02．

温度对 AmO_2^{2+} 还原速度的影响曾在 $4.0M$ $HClO_4 + 2.0M$ $NaClO_4$ 溶液中研究过．在 $4.0M$ $HClO_4 + 2.0M NaClO_4$ 的溶液中，对于温度为 25, 50 和 75°C 时 AmO_2^{2+} 的还原产額值列举于下：

温度 °C	$G_{AmO_2^{2+}}$，离子/100 电子伏
25	3.67
50	4.07
75	15.9*)

在温度为 75°C 时 AmO_2^{2+} 的还原产額随Am(VI) 的浓度減小而減小．基于 AmO_2^{2+} 还原速度随温度的增高而增大，以及还原速度取决于 AmO_2^{2+} 的浓度，可以假定：因为輻射还原产額不应該很取决于温度，当升高温度时，有 AmO_2^{2+} 被水还原的現象发生．这一假定可以最終地用鎇的长寿命的同位素——Am^{243} 来研究确定．

Am(VI) 和 Am(V) 在硝酸溶液中的輻射还原 图 7 上是鎇的平均价态随硝酸的浓度而变化的曲綫．曲綫的直綫部分符合于溶液中 Am(VI)的含量，它証实了 AmO_2^{2+} 輻射还原的一般动力学的規律性的存在（在氯酸和硫酸溶液中观察到的），并也适用于硝酸溶液．

---

*) AmO_2^{2+} 的起始的还原产額值．

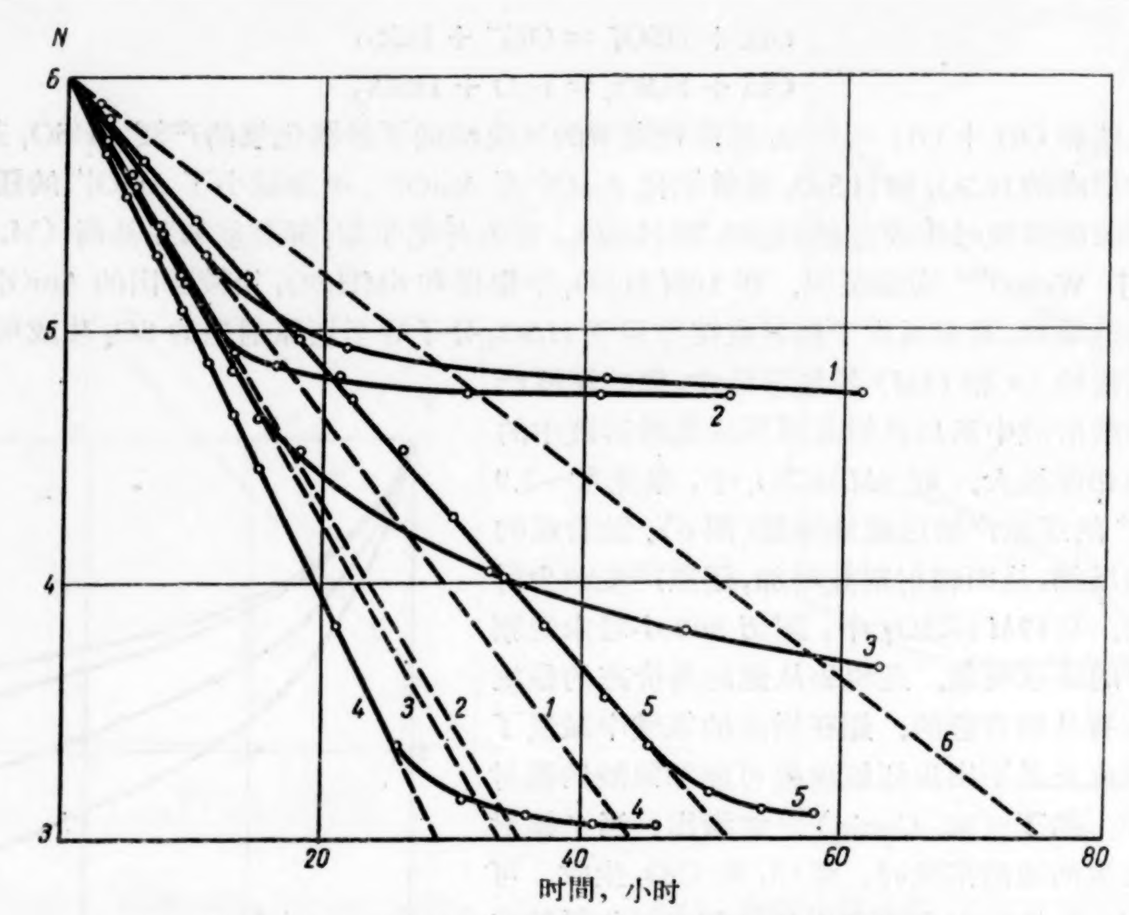


图 7　在硝酸中，当在輻射还原作用下，鎇的平均价态(N)的变化

1——0.5MHNO₃; 2——3.0MHNO₃; 3——6.0MHNO₃; 4——9.0MHNO₃;
5——14.3MHNO₃; 6——0.2MHClO₄.

然而，Am(VI) 在硝酸中的还原产額大約比在 0.2$M$$HClO_4$ 和 0.1M H_2SO_4 中得到的最大产額要高 1.5—2 倍，且与氯酸和硫酸溶液相反，它随硝酸浓度的增加而增加(14.3M HNO_3 例外，那里 AmO_2^{2+} 的还原产額減低着). 在硝酸溶液中得到的 AmO_2^{2+} 的还原产額和速度常数值列举如下:

HNO_3 浓度，克分子	$k_a \cdot 10^2$，时$^{-1}$	$G_{AmO_2^{2+}}$，离子/100 电子伏
0.5	6.9	7.1
3.0	8.6	8.9
6.0	8.7	9.0
9.0	10.3	10.6
14.3	5.8	6.0

Am(V) 与 Am(VI) 不同，它在硝酸中还原很慢，并且它的还原速度随 AmO_2^+ 的浓度減小而減小. AmO_2^+ 还原速度最大值在 0.5M HNO_3 中每小时是 ~1%，在 3.0M HNO_3 中每小时是 ~0.8%. 在硝酸溶液中未发現过氧化氫.

AmO_2^{2+} 和 AmO_2^+ 在硝酸中的輻射还原特性比起在氯酸和硫酸中的特性有所改变，这种改变致使不得不假定: 在硝酸溶液中还原作用的进行是由于当基作用于硝酸时形成二級产物的緣故. 該种二級产物（以当量表示）的总产額高于水輻射分解的还原产物的总产額，也就导至 AmO_2^{2+} 还原速度的增长. 另一方面，对 AmO_2^+ 来說所得到的二級产物是弱还原剂.

Ce(IV) 在硝酸中还原产額类似的增加，曾用形成亚硝酸盐离子来解释[13]. 我們曾証实亚硝酸盐离子对 AmO_2^+ 的还原作用. 曾指出: 加入十倍于 AmO_2^+ 的亚硝酸鈉不能使 1.0M HNO_3 中緩慢的 AmO_2^+ 的輻射还原速度加快. 相反，亚硝酸盐倒有效地还原了 AmO_2^{2+} 离子. 这种对

亚硝酸盐离子不同的关系，看来，也可以解释为：在硝酸溶液中 AmO_2^{2+} 和 AmO_2^{+} 的还原特性不同。

譯自 Атомная энергия том 7 (1959) вып. 1, 37—46.

参 考 文 献

[1] L. Werner, I. Perlman: *J. Amer. Chem. Soc.*, **73**, 495 (1951).
[2] S. Stephanou, J. Nigon, R. Penneman: *J. Chem. Phys.*, **21**, 42 (1953).
[3] G. Hall, P. Herniman: *J. Chem. Soc.*, 2214 (1954).
[4] L. Asprey, S. Stephanou: AECD-924 (1950).
[5] S. Gunn: UCRL-2541 (1954).
[6] Г. Н. Яковлев, А. А. Зайцев, В. Н. Косяков, А. Г. Рыков, Ю. П. Соболев: Сб. «Изотопы и излучения в химии». Изд-во АН СССР, 1958, стр. 326.
[7] G. Hall, T. Markin: *J. Inorg. and Nucl. Chem.*, **2**, 202 (1956).
[8] G. Hall, T. Markin: *J. Inorg. and Nucl. Chem.*, **4**, 296 (1957).
[9] Г. Н. Яковлев, В. Н. Косяков: Исследования в области геологии, химии и металлургии. Доклады советской делегации на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955). Изд-во АН СССР, 1955, стр. 237.
[10] Р. А. Пеннеман, Л. Б. Асприй: Химия ядерного горючего. Доклады иностранных ученых на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955). Госхимиздат, 1956, стр. 475.
[11] M. Daniels, J. Lion, J. Weiss: *J. Chem. Soc.*, 4388 (1957).
[12] M. Cottin: *J. Chim. Phys.*, **53**, 903 (1956).
[13] G. Challenger, B. Masters: *J. Amer. Chem. Soc.*, **77**, 1063 (1955).

鈾的矿物学特征

盖拉西莫夫斯基 (В. И. Герасимовский)

文中討論了鈾的矿物学如下諸特征:(1)所有的已知鈾矿物和含鈾矿物成分中均含有氧;(2)鈾在矿物中只有处于四和六价状态的;(3)地壳中大部分鈾集中在非鈾矿物里,成为它們里面其他元素(釷、鋯、稀土元素等)的类質同像交替物;(4)鈾矿物和含鈾矿物可以在各种各样的矿物形成过程时形成;(5)放射性是鈾的矿物的最大特征之一.

鈾在地壳中有各种各样存在的方法. 鈾在地壳中形成化学化合物(矿物),以类質同像离子的形式参加到許多非鈾矿物的晶体結构中去,以及处于分散状态(在組成岩石的矿物晶体和顆粒表面,以被吸附的形式存在)和溶解状态(在矿物的液态包裹物中和岩石的顆粒間液体中).

鈾的最典型的矿物学特征如下:

所有的已知鈾矿物和含鈾矿物*) 成分中均含有氧 鈾是化学活泼性很高的元素,自然界缺乏天然鈾就能証实这点;鈾的特征不仅是与氧共生,而且与磷、砷、釩、硅、鈦、鈮、鉭、稀土元素、釷、鈣、銅及其他元素共生. 自然界条件下,鈾可以和許多元素起反应,形成很多种鈾矿物和含鈾矿物.

鈾的矿物有各种各样的化学成分. 现在已知,鈾的矿物已超过 100 种. 一般可把它們分为如下諸类:氧化物,氫氧化物(簡单的和复杂的),硅酸盐,碳酸盐,硫酸盐-碳酸盐,硫酸盐,磷酸盐,砷酸盐,釩酸盐和鉬酸盐.

含鈾矿物中含鈾量最多的矿物有:鈦、鈮、鉭的复杂氧化物(鈦酸盐,鈦鉭鈮酸盐),鋯、釷和稀土元素的硅酸盐,磷酸盐等.

鈾在矿物中只有处于四和六价状态的 在各种成因(岩浆、伟晶岩、热液和沉积)的原生鈾矿物和含鈾矿物中,鈾基本上都是四价,間或有四和六价的;后者一般占次要数量. 氧化带形成的矿物中,鈾总是六价的,可是它并不以 U^{6+} 离子的形式加入这些矿物,而是以 $[UO_2]^{2+}$ 絡合正离子的形式加入. 由于 $[UO_2]^{2+}$ 离子的半径較大,故难于以类質同像物进入非鈾矿物的晶体結构中去,于是也限止了六价鈾以类質同像形式分散在其他矿物中. 这也就是氧化带中广泛发育着各种各样鈾的次生矿物的道理.

地壳中大部分鈾集中在非鈾矿物里,成为它們里面其他元素(釷、鋯、稀土元素等)**的类質同像交替物** 这些矿物里,鈾的含量有时相当可观,特别在鈦、鈮和鉭的复杂氧化物类矿物中.

四价鈾以类質同像而进入含釷、鋯和稀土元素的矿物中,是由于它們的离子半径大小相近所致,以埃(Å)計: $U^{4+} = 1.05$; $Th^{4+} = 1.10$; $Ce^{4+} = 1.02$; $Ce^{3+} = 1.18$; $Y^{3+} = 1.06$; $Zr^{4+} = 0.87$; $Ca^{2+} = 1.06$. 因为鈾在地壳中的量少于釷、鋯、稀土元素或鈣,所以它常常分散在这些元素的矿物結构里.

氧化物类的矿物,如方釷石及其变种里,鈾以类質同像交替釷. 不久前曾查明[1],从晶質鈾矿 $(U^{4}_{1-x}U^{6}_{x})O_{2+x}$ 到方釷石(ThO_2)有一个連續的类質同像过渡系列. 这些矿物都有相同的、类似螢石的等軸結构.

---

*) 鈾在其中以类質同像交替其他元素的矿物.

鈦、鈮和鉭的复杂氧化物类矿物里，鈾一般在下列矿物的成分内：矿物中鈮多于鉭，并有許多稀土元素或鈣，而且釔族稀土元素的量大大超过鈰族稀土元素．在这样的矿物里，鈾以类质同像交替的首先可能是釔族稀土元素，也有可能是鈣．这些元素和四价鈾几乎有相等的离子半径，此外，这些矿物中釔族稀土元素的量大大超过鈰族稀土元素．鈾交替釔族稀土元素的簡单过程可以 $U^{4+} Ti^{4+} \longrightarrow Y^{3+} Nb^{5+}$ 的形式表示．复杂氧化物类的含鈾矿物成分中总是有鈦的．

磷酸盐中，鈾以类质同像交替釷（独居石中的釷）、釔族稀土元素（磷釔矿中的）、并还可能交替鈣（磷灰石中的）．磷釔矿中，鈾以类质同像交替釔时，可能是按如下过程进行的：$U^{4+} Ca^{2+} \longrightarrow 2Y^{3+}$．在含有鈾的磷釔矿中，一般也有鈣存在．

硅酸盐中，鈾以类质同像交替釷（在釷石及其变种里的）、稀土元素（褐帘石里的）和鋯（鋯石及其变种里的），而且后一种情况下鈾极可能不仅交替鋯，还能交替稀土元素，因在鋯石的某些变种里往往存在着显著数量的稀土元素（TR_2O_3 达 15.89%）．

应指出，地壳中的鈾，大部分并不是集中在鈾矿物和含鈾矿物中，而是处于分散状态，这一点首先是由維尔納茨基（В. И. Вернадский）注意到的[2]．

鈾矿物和含鈾矿物有各种不同的形成条件 它們是在各式各样的矿物形成作用中形成的：有岩浆的、伟晶岩的、热液的、沉积的、变質的，还有表生带中风化作用时形成的．**鈾矿物和含鈾矿物的共生組合也有很多不同．**

岩浆作用时一般形成含鈾矿物，間或有鈾矿物．它們这一列中包括：硅酸盐（褐帘石、鋯石、釷石、榍石），磷酸盐（磷釔矿、独居石、磷灰石），氧化物（方釷石，可能还有鈾的氧化物和复杂氧化物，諸如：鈦鈾矿，烧綠石、黑稀金矿-复稀金矿組的矿物，褐釔鉭矿及其他）．属于氧化物和复杂氧化物的矿物，在岩浆岩中很少見，而且量不多．硅酸盐类和磷酸盐类中的含鈾矿物分布虽广，但不能形成大的堆积，鈾在其中含量不大．

岩浆成因的矿物中，鈾主要是四价的，并且以类质同像交替其中的釷、鋯、稀土元素和鈣．

伟晶岩中絕大部分的鈾倒不是富集在鈾矿物（主要是晶質鈾矿及其变种）里，而是富集在含鈾矿物里．含鈾矿物之中分布最广的是复杂氧化物类的矿物，特别是鈦鉭鈮酸盐．

鈾矿物和含鈾矿物中的鈾一般是四价，往往也有四和六价的．四价鈾以类质同像交替釷、稀土元素、鈣和鋯．

有鈾矿物和含鈾矿物在內的伟晶岩，照例都与酸性岩石有关，而且在加拿大、巴西、斯堪的那維亚、非洲、澳洲、印度的前寒武紀地盾的面积內分布最广．据貝奇的資料[3]，鈾矿物和含鈾矿物在大多数情况下生于富含鉀长石的伟晶岩內，而在伟晶岩里，又生于富含紋长石的带中．伟晶岩中的鈾矿物和含鈾矿物有各种各样的共生組合．

現在，从伟晶岩中开采鈾矿石的只有加拿大安大略省的班克罗夫特伟晶岩，其組成是微斜长石、酸性斜长石和石英．这些伟晶岩里有晶質鈾矿、鈾釷石、螢石、鋯石、榍石、黃鉄矿、磁黃鉄矿和方解石[4]．

热液作用的特征是有少量的鈾矿物．热液成因的矿床中只有鈾的氧化物（晶質鈾矿和瀝青鈾矿*)）分布才广，另有少量的复杂氧化物（鈦鈰鉄矿）和硅酸盐（鈾石）．热液成因的晶質鈾矿和瀝青鈾矿中，照例都沒有或只有少量（一般不超过 1%）的釷和稀土元素，然而伟晶岩里的晶質鈾矿中却含到 12.24% 的 TR_2O_3 和 14% 以上的 ThO_2．維尔納茨基（В. И. Вернадский）[2]第一个指出，虽然在伟晶岩中鈾和釷有共同的地球化学命运，但热液作用时却只有鈾．同时他

*) 属于晶質鈾矿的是以晶体出現的鈾的氧化物，而属于瀝青鈾矿的是隐晶质的，一般是胶状、致密状、肾状、泉华状和葡萄串状分泌物．

也指出了热液成因的瀝青鈾矿成分中缺乏釷．岩浆后期鈾釷分开是由于四价鈾氧化成为六价鈾，被热水溶液带出而与四价釷分离的緣故．

晶质鈾矿和瀝青鈾矿中，鈾是四和六价的，而且，如果这些矿物未受到外生变化，則四价鈾一般居多数．六价鈾在晶質鈾矿和瀝青鈾矿中出現，是由于放射性蜕变时四价鈾氧化的結果；可能在这些矿物形成的时候，它就已进入了矿物成分中．

热液成因的矿床和矿点中，鈾的氧化物（晶質鈾矿和瀝青鈾矿）有各种各样不同的共生組合．鈾的氧化物几乎始終与硫化物、石英和碳酸盐在一起．最有意义的矿物共生組合之一，要算是鈾-鎳-鈷-銀-鉍組合了，或者往往称为砷化物組合．这种类型的鈾矿床具有鎳、鈷和鉄的砷化物，也有天然鉍和銀，还常有銅、銀等的硫化物．鈾矿物之中見有瀝青鈾矿．矿化順序在加拿大埃尔多拉多矿床为如下[5]：赤鉄矿—石英；瀝青鈾矿—石英；石英—鎳和鈷的砷化物；銅硫化物—綠泥石；碳酸盐—自然金属（銀、鉍）．

热液成因的鈾矿床和矿点中第二种分布最广的矿物組合，是鈾的氧化物与硫化物（硫化物型矿床）的組合．这种組合有各种各样的情况，故其中又可分为如下几种亚类：

1. 瀝青鈾矿与普通硫化物、黃鉄矿（有时白鉄矿）、閃鋅矿、方鉛矿和黃銅矿的組合．其中分布最广的一般是黃鉄矿．脉石矿物之中有石英（往往是玉髓状和碧玉状的），有时有碳酸盐和螢石．作为实例可以举出法国、葡萄牙及其他国家的一些鈾矿床[6]．

2. 瀝青鈾矿与輝鉬矿的組合，这是苏联鈾的热液矿床中分布最广的組合之一．与瀝青鈾矿和輝鉬矿共生的还有黃鉄矿、毒砂、純閃鋅矿、方鉛矿、黃銅矿、白鉄矿、方解石、石英、鉄白云石、錳鉄白云石、綠泥石、水云母和螢石[7]．

瀝青鈾矿与天然輝鉬矿（硫鉬矿）共生的現象已在犹他州的墨里斯魏矿床上发現，那里发現瀝青鈾矿与黃鉄矿、磁鉄矿、赤鉄矿、石英、玉髓、螢石和冰长石在一起．該矿床上除了原生的硫酸鉬矿外，还发現了次生的鉬矿物：鉬鈾矿（鈾的鉬酸盐）和蓝鉬矿[8]．

3. 瀝青鈾矿与方鉛矿的組合在苏联的一些矿床上已确定．瀝青鈾矿和方鉛矿伴随有以下諸矿物：輝鉬矿、閃鋅矿、黝銅矿、土質堇青石、黃銅矿、白鉄矿，还有方解石、絹云母、螢石、鈉长石、石英、綠泥石等[7]．

4. 瀝青鈾矿与閃鋅矿的組合在苏联的一些矿床上已发現．瀝青鈾矿和閃鋅矿与方鉛矿、輝鉬矿、黃銅矿、綠泥石、石英、方解石、螢石等在一起[7]．

5. 瀝青鈾矿与銅的硫化物的組合在苏联某些矿床上有广泛分布．与瀝青鈾矿的共生組合中找到了以下諸矿物：自然銅、鉍和銀、針鉄矿、赤鉄矿、黃銅矿、斑銅矿、輝銅矿、銅蓝、白鉄矿、閃鋅矿、方鉛矿、砷黝銅矿、輝鉬矿、方解石，偶然也有石英、綠泥石、白云石、重晶石等[7]．

6. 晶質鈾矿与金的組合．这种組合見于墨西哥的奇瓦瓦矿床和科罗拉多州圣拉西集区的矿床．奇瓦瓦矿床上的鈾矿（晶質鈾矿）見于石英和方解石夹少量长石的脉內．矿石矿物为：晶質鈾矿、黃鉄矿、自然金和少量的磁鉄矿．在圣拉西集区的矿床[9]上，含碳酸盐的石英脉中有瀝青鈾矿，与自然金和硫化物（黃鉄矿、閃鋅矿、黃銅矿、硫砷銅矿）成共生組合．

7. 瀝青鈾矿与銀的組合見于蒙塔那州的博烏德尔岩基区的矿床上。此处的瀝青鈾矿与輝銀矿、黃鉄矿、方鉛矿、閃鋅矿和黃銅矿在一起，脉石矿物則有微晶石英、玉髓、方解石和菱鉄矿[10]．

8. 晶質鈾矿与鈷和鎳的硫化物的組合見于比属刚果的申戈洛布維矿床[11]．那里广泛地分布着硫化物：卡硫鈷矿（CoS_2）、鎳卡硫鈷矿、二硫鎳矿（NiS_2）、鈷-二硫鎳矿和方硫鎳鈷矿（含鎳的硫鈷矿）．一般的副矿物是：黃鉄矿、黃銅矿和輝鉬矿；也发現有金．矿床上碳酸盐（菱镁矿、白云石）相当发育，其他非金属矿物中应提出的是石英和綠泥石．据德里克斯（Ж. Деррикс）

和魏斯 (Ж. Ваэс) 的資料,矿床上矿物組合沉积的次序如下:第一阶段形成菱鎂矿,第二阶段分出晶質鈾矿,第三阶段沉积輝鉬矿、独居石和綠泥石 (硒也与該阶段有关),第四阶段沉积鈷和鎳的硫化物(二硫鎳矿、卡硫鈷矿以及它們的变种),第五阶段形成白云石和黃銅矿.

热液成因的矿床也具有瀝青鈾矿与赤鉄矿的組合,而赤鉄矿是分布最广的矿石矿物(第三类型). 硫化物則几乎始終存在,但为量不多,其中最普通的要算是黃鉄矿、黃銅矿和方鉛矿. 脉石矿物有方解石、石英和綠泥石. 属于本类型的矿床有加拿大薩斯卡奇温省阿塔巴斯克湖以北的比維洛支湖区的鈾矿床[12, 13].

晶質鈾矿与硅鈾鈣鎂矿共生的情况也有很大意义,这两种矿物可能是热液成因 (第四类型). 硅鈾鈣鎂矿[14] 見于鉄鈾矿床的鈉交代作用带,与鈦鈾矿、釔榍石、晶質鈾矿、含鈾的水鋯石和磷灰石共生.

热液成因的鈾矿物列中还可能包括鈦鈰鉄矿. 它与其他矿物的共生 (第五类型) 很为特殊,并且对于热液成因的矿床来說不很典型. 例如澳洲的拉奇烏希尔的鈦鈰鉄矿,常与金紅石、鈦鉄矿、赤鉄矿紧密共生,間或与磁鉄矿共生,而与非金属矿物中的石英和黑云母也共生[15].

鈾矿物之中的鈾石,在热液矿床中虽然少見,但也有.

热液矿床上除了鈾矿物的上列諸組合外,还有晶質鈾矿和瀝青鈾矿的其他共生組合.

沉积成因的岩石形成作用中,只有少部分鈾进入鈾矿物的成分內. 属于沉积成因鈾矿物之列的有瀝青鈾矿和鈾石. 瀝青鈾矿分布甚广,而且在沉积岩中一般与有机物質、鉄的硫化物(黃鉄矿、白鉄矿)共生,間或与銅、鉛、鋅的硫化物,磷酸盐共生,有时則与釩、鉬等共生.

沉积矿床,例如美国科罗拉多高原的矿床,其瀝青鈾矿的特征是与釩 (монтрозеит, 釩云母),鉄的硫化物(黃鉄矿、白鉄矿),銅的硫化物 (黃銅矿、斑銅矿、輝銅矿和銅蓝),鉛的硫化物(方鉛矿),碳酸盐(方解石、白云石)以及有机物質有关[16].

鈾石仅在科罗拉多高原普遍見到. 例如新墨西哥州的安勃罗集亚列克矿床是美国最大的鈾矿床之一,那里的鈾就是鈾石,并与瀝青物質紧密联系[17].

沉积岩中的絕大部分鈾也和岩浆岩中的鈾一样处于分散状态. 鈾在沉积岩中的分布不均匀. 专門在有机物質、鈣的磷酸盐、黏土类的矿物、鉄和錳的氫氧化物中. 特别典型的是分散的鈾与有机物的关系,它常常富集在有机物內. 維尔納茨基早在 1934 年曾就此問題写过: **鈾被有机物質所富集,是鈾在地球化学历史中的一个特殊事实**[2].

現在大家都承訊,沉积物的有机物質內富集着鈾. 美国、瑞典及其他国家已很清楚地知道有含鈾的黑色海相頁岩[18, 19]. 鈾还見于煤和含油岩石中,呈含鈾瀝青(瀝青岩)而出現.

根据近代研究者的概念[20, 21],煤和頁岩中的有机物質使鈾集中的作用,是由于形成鈾的氧化物(瀝青鈾矿)、鈾被吸附(极可能以氧鈾离子 UO_2 的形式被吸附)以及形成鈾的有机絡合物(鈾的腐植酸盐和 фульват, 含鈾的 меланоидин)的結果,鈾在这些物質里可能处于六和四价状态. 有时在煤中的絕大部分鈾都处于氧化物的形式,并与黃鉄矿紧密組合[22].

有机物質在还原条件下进行分解时就形成硫化氫,与天然有机物中的碳一起促进六价鈾还原到四价鈾,使它沉淀成为微細分散的鈾的氧化物(瀝青鈾矿). 沉积成因的矿床中,瀝青鈾矿一般伴有黃鉄矿.

鈾还可以富集在含磷灰岩的海相沉积岩里. 鈾进入磷酸鈣的方式,有些人訊为是以类質同像交替其中的鈣[23, 24],另外有些人訊为是由于吸附所致[25]. 在磷酸盐类的岩石中,即使鈾含量很高也不能形成鈾矿物.

应該指出: 日本"訊許同卦"矿床的湖相地层里曾发現了新的鈾矿物 (нингёит)——$CaU^{4+}(PO_4)_2 \cdot nH_2O$[26].

沉积岩中堆积鈾时无論在形成沉积岩的同时（同生矿床）或在以后(后生成矿)，起主要作用的都是吸附作用.

含鈾的沉积岩中还包括独居石砂矿. 例如印度的独居石成分中含有 0.2—0.46% 的 U_3O_8 和 5—11% 的 ThO_2. 那里已經确定了一种独居石的变种，称为“чералит”，含 4—6% 的 U_3O_8 和 19—32% 的 ThO_2.

鈾在变质作用时的情况研究得还差. 变质矿床里的鈾矿物中已确定的有鈾的氧化物：晶质鈾矿、瀝青鈾矿、鈦鈾矿，它們都与釷瀝青鈾矿成共生組合. 属于变质成因的鈾矿床之列者有南非联邦的維特瓦特尔斯兰，加拿大的勃兰德河等含鈾砾岩.

維特瓦特尔斯兰矿床的晶质鈾矿或与釷瀝青鈾矿在一起，或不在一起，但总見于含金砾岩中，砾岩由細粒石英、絹云母和綠泥石所胶結成的石英卵石組成. 砾岩中还有黃鉄矿、磁黃鉄矿、方鉛矿、閃鋅矿、黃銅矿、鎳黃鉄矿、輝鈷矿、硫鈷矿和砷黃鉄矿. 釷瀝青鈾矿是固体碳氫化合物、鈾的氧化物及其他矿物的混合物[27].

勃兰德河区域的含鈾砾岩中[28]，鈾矿物(鈦鈾矿、晶质鈾矿、瀝青鈾矿)都在基质內，而基质胶結着砾岩并且是由石英顆粒、絹云母、綠泥石和黃鉄矿（达 15%）所組成. 黃鉄矿則与鈾矿物紧密共生，共生組合中除鈾矿物外还有釷瀝青鈾矿. 此外，含鈾砾岩中曾发現了磁黃鉄矿、方鉛矿、閃鋅矿、黃銅矿、輝鉬矿、白鉄矿和輝鈷矿.

风化作用的結果，由鈾的原生矿物，主要是晶质鈾矿和瀝青鈾矿，在表生作用带中形成許多次生的鈾矿物，尤其在氧化带的次生鈾矿物种类特别繁多.

氧化带矿物中的鈾一般是六价的，并且以氧鈾类$(UO_2)^{2+}$的形成而起着二价阳离子的作用.

属于胶結带所形成的鈾的次生矿物之列者有鈾黑(氧化物)、水瀝青鈾矿和水斑鈾矿(氫氧化物)、萊蒙托夫石(磷酸盐)、多水銅鈾矿(鉬酸盐). 胶結带形成的鈾矿物中，鈾是四和六价，而且六价鈾一般多于四价鈾.

表生作用带內鈾矿物的成分及其共生組合首先决定于原生的矿石矿物和脉石矿物、以及鈾矿所在围岩的成分，其次也决定于气候、地形、构造、水文地质条件等.

氧化带鈾的矿物共生組合种类殊为繁多. 但可以分为两个主要类型.

第一种类型以鈾的磷酸盐和砷酸盐为特征. 一般是在矿床的氧化带內形成，其原生矿石中有許多硫化物(特别是黃鉄矿). 硫化物破坏时，氧化带中的溶液具有硫酸盐的性质，結果就出現了适宜的条件，使鈾溶解并从鈾矿床的氧化带中带走，而且在氧化带中还形成鈾的次生矿物，其成分往往殊为繁复. 这些矿物在鈾矿床的氧化带中的分布有时具有分带性. 例如氧化带发育良好的矿床之中，曾經有一个矿床經过研究和描述[29]，該矿床上鈾的矿物分布具有明显的垂直分带性：瀝青鈾矿—鈾黑—鈾的砷酸盐—鈾的磷酸盐—鈾的硅酸盐—含鈾的玻璃蛋白石等.

通常把氧化带划分为三个发育阶段：早期、中期和末期[30]. 氧化带水中阴离子 (SO_4^{2-}) 的作用，到了氧化带发育的末期已經变得微不足道，而 (CO_3^{2-}) 和 (SiO_3^{2-}) 离子却具有了很大的意义. 氧化带的上层，与中、下层比較，則氧化作用一般是在氧化带发育的末期进行，所以上层由于 pH 值增长，因此代替鈾的磷酸盐和砷酸盐而出現的却是鈾的硅酸盐.

鈾的热液矿床的第二种氧化带类型以发育鈾的硅酸盐和氫氧化物为特征. 此时鈾一般見于缺乏硫化物或只有很少量硫化物的矿床的氧化带內，脉石矿物中有許多碳酸盐. 在这样的条件下，氧化带中流动的水就有了碳水化合物的性质，并且具有中性和弱硷性反应. 若矿床中絕大部分脉石矿物或围岩由碳酸盐組成，則即使在有显著数量硫化物存在的情况下，氧化带里流动的水仍不能够象第一种类型中那样具有硫酸盐性质以利于形成鈾的硫酸盐和鈾的砷酸

盐.

氧化带中水的碳水化合物性質决定了鈾的氫氧化物和硅酸盐的形成. 氧化带中硷性碳酸盐溶液,一般与鈾的強烈气化矿物——晶質鈾矿和瀝青鈾矿——相互起作用,促使这些矿物溶解并形成氧鈾碳酸盐絡合物. 絡合物水解就形成鈉的氫氧化物. 含碳水化合物的水常常是硷性的,它里面总是有少量已溶解的二氧化硅[30],与氧鈾根离子相互起作用,在整个氧化带里形成鈾的硅酸盐. 作为例子,具有氧化带的鈾矿床,氧化带中含鈾的硅酸盐和氫氧化物的如申戈洛布維矿床. 該矿床中鈾的氫氧化物和硅酸盐甚为发育.

热液矿床氧化带除了两种主要的矿化类型外,还有一些过渡类型. 过渡类型中既有鈾的磷酸盐类矿物,亦有鈾的硅酸盐类矿物. 已知有些热液成因的鈾矿床和矿点的氧化带中,鈾的矿化是属于磷酸盐类或硅酸盐类中的一种或两种矿物,例如斜磷鉛鈾矿(法国的拉紹矿床);鈣鈾云母和銅鈾云母(法国許多区域);銅鈾云母和正銅鈾云母;硅鈣鈾矿;硅鈾鉛矿等. 此外,某些鈾矿床的氧化带內缺乏鈾的矿物. 鈾在其中只处于分散状态,被鉄、錳和硅的氫氧化物所吸附,这种情况是在原生矿石中硫化物很少而含鉄碳酸盐很多的矿床上.

考虑到鈾矿床組合的过渡类型,氧化带內有时可以划分如下諸矿物类型: 氫氧化物-硅酸盐类,真硅酸盐类,硅酸盐-云母类,真云母类,云母-褐鉄矿类和真褐鉄矿类[31].

沉积成因的鈾矿床和矿点的氧化带內,鈾的釩酸盐(鉀釩鈾矿、釩鈣鈾矿)有时甚为发育. 具有此类矿化的最有意义的区域之一就是科罗拉多高原[16, 32, 33]. 当原生鈾矿石的成分中有很多釩的时候,則次生鈾矿物中只見鈾的釩酸盐. 在氧化弱的含釩和鈾的矿石中見有紅釩鈣鈾矿,氧化強的矿石中有鉀釩鈾矿和釩鈣鈾矿. 有时局部地区由于沉积围岩中含鈣量很高,故釩鈣鈾矿的数量大大超过鉀釩鈾矿.

伟晶岩氧化带中,由于伟晶岩里的硫化物数量少,含有硷类的矿物数量很多,所以那儿的水不太可能具有硫酸盐的性質,因此,次生鈾矿物中以鈾的氫氧化物和硅酸盐最为发育,而碳酸盐、磷酸盐(鈣鈾云母)等則少得很.

某些鈾矿床的原生矿石成分中如果硫化物太多,則也可能沒有次生鈾矿物,硫化物(黃鉄矿和白鉄矿)含量太高的时候就产生強烈溶解,并使鈾从矿床中带走的条件. 氧化带中硅的氫氧化物(蛋白石),和鉄、錳的氫氧化物,以及水鋁硅酸盐一般都是鈾的吸着剂.

胶結带的典型特征則是:由水溶液从氧化带中攜出而进入胶結带的六价鈾,还原結果生成再生鈾黑. 也有在胶結带中和氧化带下部由于四价鈾氧化而形成的殘余鈾黑. 除了鈾黑而外,还有鈾的氧化物水化后的产物,称为水瀝青鈾矿.

在胶結带,可能就在胶結带和氧化带的界綫上見有水斑鈾矿和萊蒙托夫石等分布很少的矿物[34].

在鈾的地球化学中,查明鈾的搬运和沉积形式,特别是在形成热液和沉积成因矿床时的搬运和沉积形式具有重大意义.

在岩浆期和伟晶岩期的矿物形成作用中,鈾(确切地說是四价鈾)的历史与釷、鋯和稀土元素之历史相同,在伟晶岩中还与鈮和鉭历史相同.

鈾在热液作用期則不同于鋯、釷、稀土元素、鈮、鉭和鈦. 对于热液成因的矿床来講,这些元素的矿物并不典型. 絕大部分鈾在热液作用时呈鈾的氧化物——瀝青鈾矿和分布較少的晶質鈾矿而富集.

关于热液作用期鈾的搬运和沉积方式有着各种不同的观点. 大多数研究者[23, 24] 認为,鈾是以六价状态而被热水溶液搬运,多半是以碳酸盐絡合物的形式,很可能呈 $[UO_2(CO_3)_3]^{4-}$ 而被搬运.

根据别捷赫金 (А. Г. Бетехтин) 的概念，鈾的搬运是在四价状态下进行；根据謝尔宾納 (В. В. Щербина) 等的資料[35]，鈾以四价和六价状态而被搬运取决于不同条件。

正如現在被大多数研究者都承認的一样，在热水溶液中，二价鉄、硫化物中的硫和有机物質都是六价鈾的沉淀剂，六价鈾沉淀后即形成鈾的氧化物。实驗研究[35, 36]也証实了这种意見。

从六价鈾到四价鈾的还原剂——鉄，人們賦于特别大的注意。因为在許多鈾矿床上都能看到围岩的赤鉄矿化，使围岩具有各种不同深度的紅色。二价鉄可能来自角閃石、輝石、綠泥石、碳酸盐、硫化物及其他脉石矿物和鈾矿围岩的矿物。以鉄还原鈾的簡单过程可用以下方式表示：$U^{6+} + Fe^{2+} \longrightarrow U^{4+}$（鈾的氧化物）$+ Fe^{3+}$（赤鉄矿）。

六价鈾从热水溶液中沉淀出来，可能是由于含鈾溶液的硷度降低，并且其中 CO_3^{2-} 离子浓度下降（即去 CO_2），因而破坏了氧鈾-碳酸盐絡合物所致。

鈾以四价形式搬运时，从热水溶液中以氧化物的形式沉淀下来，其原因首先是由于溶液与围岩起相互作用而使其 pH 值有了变化的緣故。

研究得最深刻的是表生作用带中鈾的搬运和沉积方式。这个带中，鈾最可能呈 $Na_4[UO_2(CO_3)_3]$ 类的复合碳酸盐、呈成分为 $[UO_2(OH)_2]_n$ 的氫氧化物的胶体溶液（溶胶）以及有机絡合物（腐植酸盐、фульфат 和 меланоидин）的形式而被搬运[21]。

鈾呈硫酸盐形式搬运的情况，看来只是在鈾矿床和矿点的氧化带和胶結带內，而且意义不大，因为对于 $0.1N$ 的溶液来說，在 $pH < 4.25$ 时，UO_2SO_4 在其中才能稳定。

鈾在表生带中的沉淀条件极为复杂。不久前，謝尔宾納曾詳尽地研究过[37]。

形成沉积矿床时，鈾的沉积条件也有各种各样的。沉积在水盆地底部（同生沉积的鈾）或由潛水中沉积到沉积岩中（后生沉积的鈾）的鈾，主要都是从溶解的复合碳酸盐或鈾的腐植酸盐之类的有机絡合物中，还可能从鈾的氫氧化物溶胶中等等出来的。

鈾的沉淀是通过有机和无机吸着剂吸附鈾的方式，由于类質同像交替（例如在磷酸盐中鈾交替鈣）和形成鈾矿物的結果。鈾的沉淀要决定于溶液 pH 值的变化，在有机物質、硫化物、二价鉄等影响下，氧化还原电位降低及由此引起的还原作用降低。六价鈾还原到四价鈾一事，对于鈾的沉淀无疑是有很大意义的。我們知道，沉积成因的矿床中，鈾几乎总与有机物和硫化物（黃鉄矿等）共处，这就可以証明此点。

放射性是含鈾的矿物最典型特征之一 鈾自发蛻变的結果形成了一系列放射性元素，其蛻变的最終产物为鉛和氦。鈾的放射性蛻变还伴随着分出带电的 α 和 β 粒子，并放出 γ 射綫。于是用放射性测量仪器就容易发現含鈾的矿物，也容易测定其中鉛的同位素成分和确定这些矿物的絕对地質年龄。

为了发現含鈾的許多矿物，还利用它們的另一特性——在紫外綫中发光的現象。而不发光的鈾矿物可用珠球发光法测定。

上述資料說明，鈾矿物是多么形形式式。这都是因为鈾的化学活泼性高，它有与許多种元素（再加上还以各种不同的化合价）能起相互作用的特性。鈾的結晶化学特点也起重要作用，它以类質同像交替諸元素，如鋯、釷、稀土和鈣，以致形成大量的含鈾矿物，而在氧化带則形成許多独立的鈾矿物。因为鈾在这个带中以 $(UO_2)^{2+}$ 离子的形式存在，这种离子的半径值很大，不能以类質同像而进入其他矿物的晶体結构里去。

鈾矿物共生組合的多样性，特别在热液矿床中和氧化带內其共生組合的多样性是由于鈾的化学特性决定的，而且化学特性也决定了鈾以各种各样的形式被搬运和沉积。

热液矿床中，鈾的氧化物組合种类特别繁多，可能也是因为晶質鈾矿和瀝青鈾矿一般在热液作用末了时形成，所以它們迭加在以前形成的矿物組合上。

鈾矿物之中特别有意义的是鈾的氧化物——晶質鈾矿和瀝青鈾矿——的共生組合，在各种各样的矿物形成作用中它們都能形成．岩浆作用期鈾的氧化物(晶質鈾矿)很少形成，而且为量不多，伟晶岩中也很少見．可能这是因为对形成鈾矿物条件不利，首先是鋯、釷、稀土元素在数量上大大超过鈾，因此鈾只能以类質同像交替矿物中的上述元素．伟晶岩中很大一部分鈾堆积在鈦、鈮和鉭的复杂氧化物里(鈦酸盐和鈦鉭鈮酸盐)．

热液作用时絕大部分鈾呈鈾的氧化物形式(瀝青鈾矿，間或有晶質鈾矿)出現，它們与碳酸盐和鉄、銅、鉛、鉬等的硫化物，有时与鎳和鈷的砷化物，也往往与鉄的氧化物(赤鉄矿)，即与非典型岩浆和伟晶岩成因的矿物共生是为特征．鈾的矿物——瀝青鈾矿和晶質鈾矿——在热液矿床中分布很广，可能就是因为鋯、釷、稀土的矿物，即鈾以类質同像交替的一些元素的矿物，不为热液作用的特征的緣故．

沉积成因的矿物里，鈾矿物之中分布很广的只有鈾的氧化物(瀝青鈾矿)，一般与有机物紧密共生，并常常与硫化物共生，說明水溶液中形成瀝青鈾矿是在还原环境下进行．

无論在沉积岩、或是岩浆岩中，鈾都以类質同像进入其他矿物的晶体結构里，并处于分散状态．处于分散状态的鈾易于从岩石中淋濾出来，可能因为它是形成工业矿床上鈾矿化的主要来源之一，所以它有极大的意义．

譯自 Атомная энергия том 7 (1959) вып. 1, 47—56.

参 考 文 献

[1] S. Robinson, A. Sabina: *Amer. Mineralogist*, **40**, № 7—8, 624 (1955).
[2] В. И. Вернадский: Очерки геохимии. Горгеонефтеиздат, 1934.
[3] Z. Page: *Econ. Geol.*, **45**, No. 1, 12 (1950).
[4] Z. Kelly: *Canad. Mining J.*, **77**, No. 6, 87 (1956).
[5] K. Donald: *Canad. Mining J.*, **77**, No. 6, 77 (1956).
[6] М. Рубо: Геология атомных сырьевых материалов. Госгеолтехиздат, 1956, стр. 270.
[7] А. И. Тышкин, Г. А. Тананаева, Г. Д. Гладышев, И. В. Мельников, В. А. Поликарпова, М. С. Цыбульская: Парагенетические ассоциации гидротермальных урановых минералов в урановых месторождениях Советского Союза. Доклад № 2741, представленный на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
[8] Г. В. Уокер, Ф. В. Остервальд: Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, т. 6. Госгеолтехиздат, 1958, стр. 337.
[9] T. Sims: *Econ. Geol.*, **51**, No. 8, 739 (1956).
[10] G. Becraft. *Econ. Geol.*, **51**, No. 4, 362 (1956).
[11] Ж. Ж. Деррикс, Ж. Ф. Ваэс: Геология атомных сырьевых материалов. Госгеолтехиздат, 1956, стр. 323.
[12] B. MacDonald, J. Kermeen: *Canad. Mining J.*, **77**, No. 6, 80 (1956).
[13] S. Robinson: *Canad. Mining and Metallurg. Bull.*, **45**, No. 480, 204 (1956).
[14] В. А. Поликарпова: *Атомная энергия*, № 3, 132 (1956).
[15] Рудопроявления урана и тория в Австралии. Геология атомных сырьевых материалов. Госгеолтехиздат, 1956, стр. 302.
[16] А. Д. Уикс: Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, т. 6. Госгеолтехиздат, 1958, стр. 609.
[17] R. Zitting: *Mines Mag.*, **47**, No. 3, 53 (1957).
[18] Месторождения урана в Соединенных Штатах Америки. Геология атомных сырьевых материалов. Госгеолтехиздат, 1956, стр. 220.
[19] П. Ф. Керр: Там же, стр. 119.
[20] И. А. Брегер, М. Дьюл: Там же, стр. 95.
[21] С. М. Манская, Т. В. Дроздова, М. П. Емельянова: *Геохимия*, № 4, 10 (1956).
[22] З. А. Некрасова: К вопросу о формах нахождения урана в некоторых углях. Доклад № 2082, представленный на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958),

[23] В. И. Маккелви, Д. Л. Эверхарт, Р. М. Гаррелс: Геология атомных сырьевых материалов. Госгеолтехиздат, 1956, стр. 25.
[24] И. Г. Ченцов: *Атомная энергия*, № 5, 113 (1956).
[25] Е. В. Рожкова, Е. Г. Разумная, М. Б. Серебрякова, О. В. Щербак: Роль сорбции в концентрации урана в осадочных породах. Доклад № 2059, представленный на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
[26] H. Katayama: Genesis of the Uranium Deposit in Tertiary Sediments in the Ningyô—tôgé Area, Western Japan. Доклад № 1356, представленный Японией на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
[27] W. Liedenberg: Trans. and Proceed. Geol. Soc. of South Africa, LVIII, 101 (1955).
[28] F. Joubin, H. Donald: *Canad. Mining J.*, 77, No. 6, 84 (1956).
[29] В. Г. Мелков: *Атомная энергия*, № 1, 83 (1956).
[30] С. С. Смирнов: Зона окисления сульфидных месторождений. ОНТИ СССР, 1936, стр. 40.
[31] Г. С. Грицаенко, Л. Н. Белова, Р. В. Гецева, К. Т. Савельева: Минералогические типы зон окисления гидротермальных урановых и сульфидно-урановых месторождений СССР. Доклад № 2155, представленный на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
[32] Я. В. Изахсен: Геология атомных сырьевых материалов. Госгеолтехиздат, 1956, стр. 396.
[33] Р. П. Фишер: Там же, стр. 374.
[34] В. Г. Мелков, Л. Ч. Пухальский: Поиски месторождений урана. Госгеолтехиздат, 1937.
[35] Р. П. Рафальский: Экспериментальные исследования условий переноса и отложения урана гидротермальными растворами. Доклад № 2067, представленный на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
[36] Г. Б. Наумов, К. И. Тобелко: *Геохимия*, № 4, 24 (1956).
[37] В. В. Щербина: *Геохимия*, № 6, 493 (1957).

具有径向行波磁場的迴旋加速器

柯馬尔 (Е. Г. Комар)

本文研究了具有径向行波磁場的迴旋加速器可能的結构图，以及由作者所建議的这种类型的迴旋加速器主要参数之間的关系．利用由交流发电机供电的特殊环形繞組，在迴旋加速器磁极之間的縫隙中形成一个或者若干个同心的径向行波磁場．

提出了两种方案：第一种方案，行波是产生粒子加速的場．第二种方案，行波磁場迭加在迴旋加速器普通的恆定磁場上，而加速是发生在合成磁場中．場在波中的空間分布要保証得到稳定区域($1>n>0$)，而且稳定区域应該沿着径向方向以粒子的径向速度移动．如果在加速区域內，磁場的絕对值从中心到外径处显著地增加，那么稳定区域才能得到保証．

所建議的系統原則上允許建造任意多大能量的迴旋加速器．不管該加速器的运行周期，现在有根据来推测由于聚焦較好的原故，其中的平均强度大概比在稳相加速器中的大．

列出了所提出的型式的加速器在不同能量时的实例計算．計算表明：这种加速器的重量和大小可能比同样能量的其他型式的加速器小得多．

一般考慮

所提出的迴旋加速器与普通迴旋加速器的区别，就是粒子在从机器中心沿径向运动的环形磁場波中加速．所得到的这种波的图案示于图1(仅仅标示了一个場波；这样的場波可能是若干个)．

波运动的速度v_r应該是这样的，即要使粒子在整个加速期間內处在磁場满足条件$0<n<1$的部分．为此由加速电压的数值所决定的粒子速度的径向分量应該和場波的径向速度相同．

在該加速器中，磁場能够按照波向較大的半径移动而增加，在这种情况下保持了垂直的聚焦条件．这样便可能維持加速电压的頻率在粒子成为相对論粒子的范围內不变，亦即这种迴旋加速器可能达到任意多大的能量．

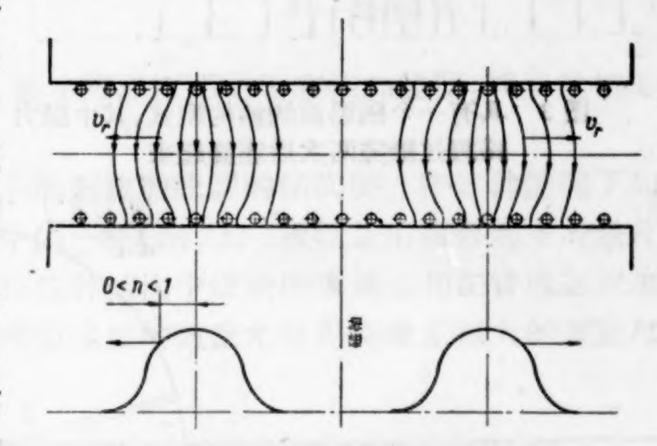


图1　利用在磁极表面上特殊配置的圓形导綫所得到的径向行波磁場图（图中磁軸卽指磁鉄軸）

应当指出，在这种情况下，能够选择n的数值以保証粒子的瞬时强度比普通迴旋加速器或稳相加速器的更大．

在加速器中央部分，当場強的数值較小时，空隙可以选择得足够的大并按能量的增加而减小，这种情况将有助于提高強度．虽然如此，但是在該加速器中正如在稳相加速器中一样，粒子也是部分的被加速的．应当知道，平均強度由于較好的磁聚焦条件将要更大，自然和同步稳相加速器比較起来，平均強度将高若干个数量級．

可能的結构图

图2代表所提出的加速器的可能的电磁鉄結构中的一种图案．真空室安置在两个具有圓

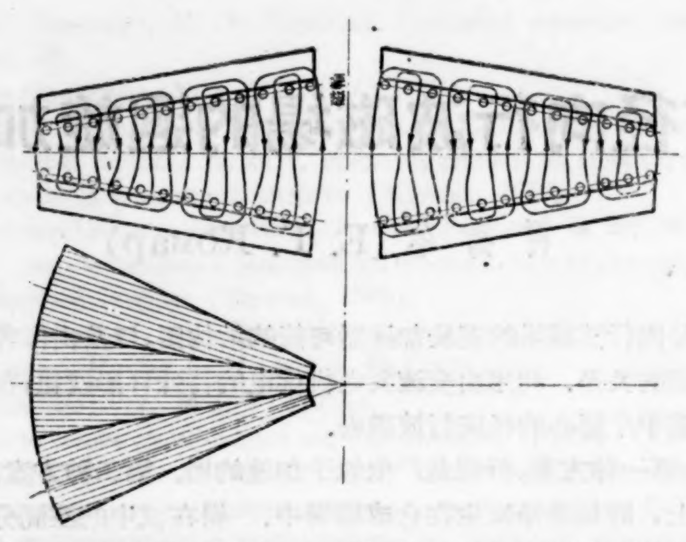


图 2 加速器电磁鉄的可能結构中的一种图案(图中磁軸即指磁鉄軸).
标示了若干个同心的磁場波(多极系統).下面——极靴的径向組合型式

錐形的和由径向組合的鉄片所排成的圓盘之間,同时圓盘也是磁极和磁导体. 圓盘是由单个的扇形构成的. 扇形的組合如图 2 所示. 环形同心繞組安置在彼此面对面的圓盘的表面.

繞組的电源可以用各种方法供給. 例如:如果将它們分成若干組,用适当的方法分开和由三相电源供电,那末正如大家知道的由电机原理就能够很容易地建立磁場(图 2),磁場波将以一定的速度沿着径向方向移动,此速度与交流电的頻率和繞組的間距有关. 磁力綫經过組合成的圓盘連接起来. 如果造成多极系統,其中圓盘的厚度比較小,由于这个原故,磁导体的重量将大大地减小.

图 3 表示另一个結构型式,这里都只有一个磁場波. 磁力綫或者經过机器中的空隙(图 3)連接起来,或者經过安置在加速器外面圓柱形的表面上的特殊的軛連接起来(图 4).

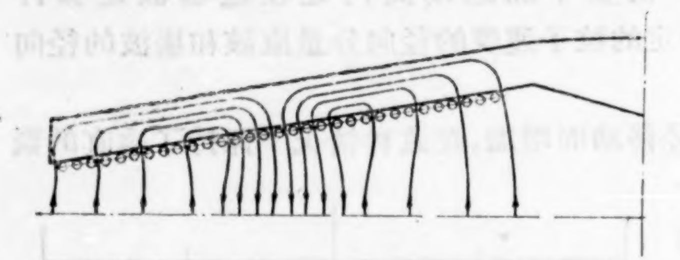


图 3 具有一个磁場波的結构型式,其中磁力綫經过縫隙两次后連接起来

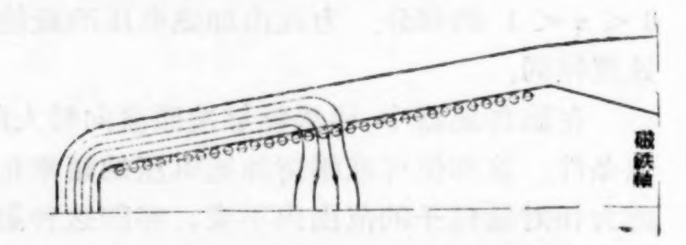


图 4 磁波的力綫通过空隙一次和經过极靴外径上的特殊的軛連接起来的結构型式

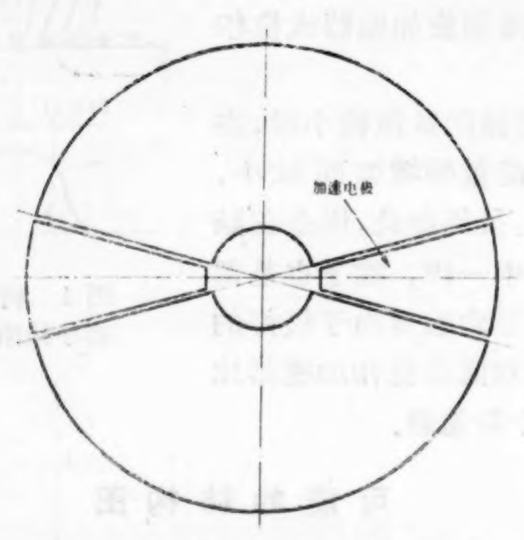


图 5 加速电极的配置图

图3和图4中所提出的型式都需要应用特殊的整流設备，显然最容易的是利用离子閥来完成．为了減小无功功率，当从空間中的一点移动到另一点时，要能够使波中的磁能复原．

在所提出的加速器中，空隙的距离可以很小（在最大的半径上大約是5—10厘米）．

末端半径上的場強最大，这可以从鉄的磁性和繞組可能的配置的考虑来选择場的強度；在一般电工技术中所用的鋼能够适当地造成大約为20000奥斯特的磁場強度．

由于磁波运动的速度受到了限制，每轉增加的能量大概是几百或者几千伏的数量級．虽然在这样的电压下，眞空室內要求比較高的眞空，但是高頻振盪器的功率却大大地減小了，以及加速系統的結构也簡化了．

在低能加速器中应用D形极是适宜的．在大型机器中可以利用安置在磁性圓盘扇形体（图5）之間空隙中的特殊扇形电极来加速．为了便于連接眞空泵，圓盘也可以适当的分开．

当設計所提出的加速器时，拟制注入系統会发生較大的困难．現代文献中对于在运动着的磁波場中的粒子注入問題沒有詳細的研究．小型和中型加速器中，中心部分可以采用普通迴旋加速器的形式，象这样的示意图示于图6，这里繞組 *A* 产生原始的迴旋加速器的磁場；而繞組 *Б* 激发行波磁場．

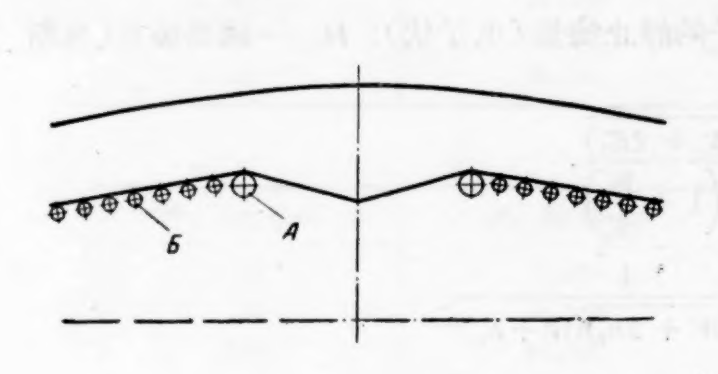


图6 加速器注入器部分可能的图形之一

A——迴旋加速器中央注入用的繞組；

Б——造成径向行波磁場的繞組．

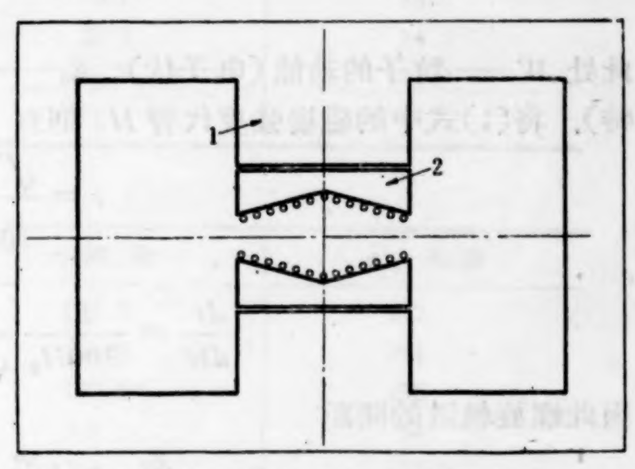


图7 径向行波磁場迭加在山形电磁鉄的恒定磁場上的迴旋加速器的結构图

1——实体部分；

2——組合部分．

加速器注入器部分的其他型式也是可能的，其中可以应用的有直綫加速器，同步稳相加速器和稳相加速器．

应該单独地研究行波磁場迭加到恆定磁場上的迴旋加速器的結构图．在这种情况下加速器的磁导体和在普通迴旋加速器或稳相加速器中的一样（图7）．极靴是由組合起来的鉄片构成的，在构造上极靴可以作为眞空室的元件．在这种結构中磁鉄的重量也和在普通迴旋加速器和稳相加速器中的重量同数量級，然而上面所描述过的效应允許得到能量很大的迴旋加速

表 1

最后的能量，兆电子伏	最后的軌道半径，厘米	开始加速时縫隙中的磁場強度，奥斯特	粒子的迴旋頻率，兆赫兹	鉄的重量，吨	电源功率，千伏安	
					没有整流时所有繞組的电源	没有回授时两个波的电源
100	74	18,000	27.6	4	37,000	—
1,000	284	9,750	14.5	60	550,000	108,000
10,000	1,810	1,720	2.64	2,400	—	750,000
50,000	8,500	367	0.56	53,000	—	—

器.

鉴于具有恆定磁場的迴旋加速器的結构型式的特点,下面它将要被单独地加以研究.

沒有恆定磁場的方案中基本参数之間的关系和实例計算

为了保証粒子的迴旋頻率以及加速电压的頻率的稳定性,因而所有半径上的磁場强度

$$H = H_0\left(1 + \frac{W}{E_0}\right), \tag{1}$$

此处 H_0——当 $W = 0$ 时,开始加速时的磁場强度. 如果 W_m——末端半径上的能量(加速器的額定能量),而 H_m——末端半径上的最大磁場强度,那末开始的磁場强度

$$H_0 = \frac{H_m}{\left(1 + \frac{W_m}{E_0}\right)}.$$

当粒子的动能和磁場一定时,粒子是质子时的軌道半径等于(厘米)

$$r = \frac{\sqrt{W(W + 2E_0)}}{300H}, \tag{2}$$

此处 W——粒子的动能(电子伏); E_0——粒子的静止能量(电子伏); H——磁場强度(奥斯特). 将(1)式中的磁場强度代替 H, 则有

$$r = \frac{\sqrt{W(W + 2E_0)}}{300H_0\left(1 + \frac{W}{E_0}\right)},$$

$$\frac{dr}{dW} = \frac{E_0^3}{300H_0} \frac{1}{\sqrt{W(W + 2E_0)(W + E_0)^2}}.$$

因此螺旋軌道的間距

$$\Delta_r = u\frac{dr}{dW} = \frac{uE_0^3}{300H_0} \frac{1}{(W + E_0)^2\sqrt{W(W + 2E_0)}}, \tag{3}$$

此处 u——粒子在一轉內所获得的能量.

粒子迴旋的周期

$$T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi r}{c} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{E_0}{W + E_0}\right)^2}},$$

此处 v——粒子运动的速度(厘米/秒); c——光速(厘米/秒).

粒子速度的径向分量

$$v_r = \frac{\Delta r}{T} = \frac{uc}{600\pi H_0 r}\left(\frac{E_0}{W + E_0}\right)^3. \tag{4}$$

由公式(4)得出結論,磁波运动的速度在加速器中央部分应該比在最后軌道上的速度大得多.

表1中列出了不同能量的加速器的某些参数. 計算这些参数时采用了: $H_0 = 20{,}000$ 奥斯特,磁极間縫隙的数值 $\delta = 7.5$ 厘米,磁化繞組的电源頻率 $f = 50$ 赫芝.

为了計算鉄的有效重量,圓盘的厚度取15厘米. 計算中沒有計算輔助結构的重量,在大型加速器中,輔助結构可能相当的大(上面的圓盘应該利用相当复杂的桥式結构支持在正常的位置).

設計时应該指出:为了安置磁化繞組,磁极間的縫隙要比計算中所采用的大,以及功率的

数值也要增加. 对于 100 兆电子伏的加速器,其激发繞組直接由交流电源供电的方案的无功功率曾进行了計算. 利用普通电机中所使用的三相交流电造成行波磁場系統. 对 1,000 兆电子伏的加速器的功率計算是在直接由交流电源供电和在各个激发繞組部分沒有磁能回授应用整流系統的情况下做出来的. 对于 10,000 兆电子伏的加速器,所引入的功率数字,仅是在沒有磁能回授时应用整流系統的情况下得到的.

对于 50,000 兆电子伏的最大加速器的电源功率未曾計算. 这种机器設备只可能应用磁能回授系統.

表 1 中所列出的数字表明了从經济观点上看来,这种型式的加速器的設备的合理性是值得商搉的.

表 2

W, 兆电子伏	H, 奥斯特	r, 厘米	v_r, 米/秒
10	18,200	25.2	28.7
20	18,400	39.3	24.2
40	18,800	49.1	18.2
60	19,150	53.3	14.1
80	19,500	67.7	11.9
100	20,000	74	10.1

表 3

W, 兆电子伏	H, 奥斯特	r, 厘米	v_r, 米/秒
15	9,800	57.3	422
50	10,200	101.5	214
100	10,800	137.5	136
300	12,900	209	54
500	14,900	244	28.9
1,000	20,000	284	10

表 2 中列出了能量在 100 兆电子伏內的迴旋加速器在不同的軌道半径时磁場強度和磁波运动速度的数值. 而表 3 中列出了能量在 1000 兆电子伏內的迴旋加速器同样的一些参数.

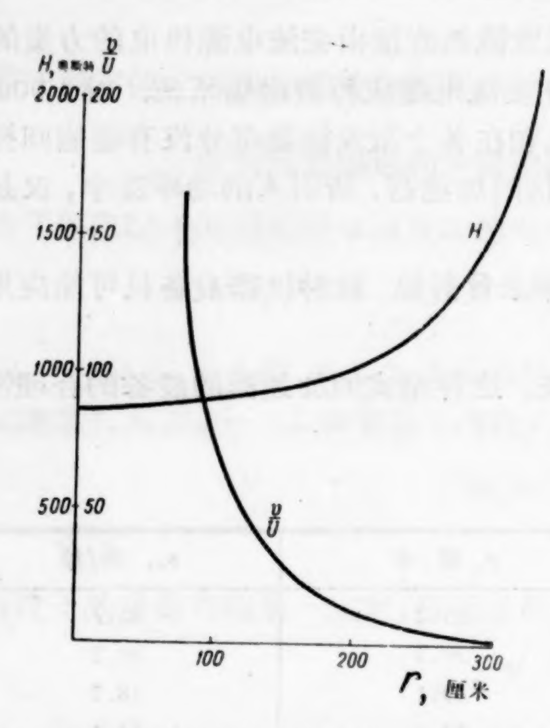
对于能量在 100 兆电子伏內的迴旋加速器,其加速电压取115伏,而能量在 1000 兆电子伏內的迴旋加速器的加速电压是 1540 伏.

表 2 和表 3 中所列出的磁場运动的径向速度和与径向速度相对应的加速电压的数值与加速电压恆定值的方案有关. 但是如果在加速迴旋期間內,改变加速电压的幅度,在全部粒子軌道半径上就能够达到等速或者差不多等速的波的运动. 那末这便使环形激发繞組的設計大大地簡化了.

为了研究和計算簡单起見,加速电压的数值是在沒有考虑必要的渦旋場的补償电动势时决定的. 不难証明,径向运动的磁場波激发渦旋电場,渦旋电場的矢量与加速电压的矢量方向相反. 为了补償渦旋电場的影响,加速电压应該选择比上面所列出的大.

具有恒定磁場的方案中的基本参数之間的关系和实例計算

公式(1)—(4)对于径向行进的磁場波迭加在恆定磁場上的方案也是正确的(参看图 7). 如插图中所表明的,組合起来的极靴是这样构成的,即縫隙随加速粒子軌道半径的增加而逐渐減小. 縫隙应減小到使与能量相关的磁場強度能由公式(1)来决定.



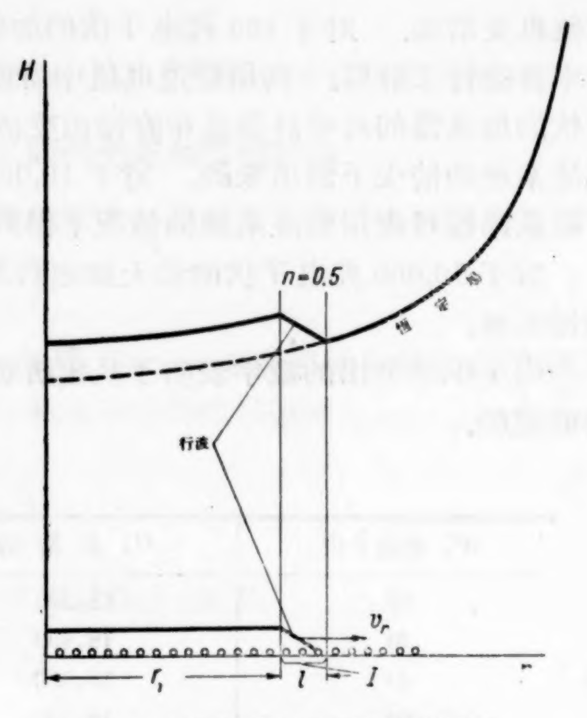


图 8 磁极直径大約为 700 厘米时，具有恒定磁場的迴旋加速器的磁場强度和波运动的速度与加速电压之比的曲綫

图 9 行波磁場与迴旋加速器的恒定磁場的迭加图

图 8 列出了磁极外径約为 700 厘米的电磁鉄計算出来的磁場強度曲綫.

为了保証聚焦的条件,使环形区域具有 $0<n<1$ 的行波应該迭加在恒定磁場上. 这种行波迭加在恒定磁場上的图形示于图 9. 电流 I 流过寬度为 l, 从半径 r_1 开始的环形导綫組. 利用特殊的整流綫路可以使导綫組的半径增加，限制由导綫組造成磁通的圓周半径也将相应的增加.

恒定磁通和交变磁通迭加后形成环形区域,环形区域中 n 具有我們所需要的数值.

如果 $\left(\frac{dH}{dr}\right)_1$ 和 $\left(\frac{dH}{dr}\right)_2$——在环形区域中磁場強度曲綫对恒定通量和总強度的半径的导数的絕对值,那末在寬度为 l 的环形区域的截面中流过繞組导綫中的总电流

$$I = 0.8\,\delta_1 l\left[\left(\frac{dH}{dr}\right)_1+\left(\frac{dH}{dr}\right)_2\right], \tag{5}$$

表 4

r, 厘米	W, 兆电子伏	H, 奥斯特	$\left(\frac{dH}{dr}\right)_1$	$\left(\frac{dH}{dr}\right)_2$	v, 米/秒	u, 伏当 v_r = 常数 = 100 米/秒时	δ, 厘米	l, 厘米	I, 安培
0	0	8,600	—	—	—	—	61.2	—	—
76	20	8,750	—	—	595	437	—	—	—
113	50	9,100	8.7	40	365	705	58	58	131,000
155	100	9,550	10	31	230	1,130	55	—	—
213	200	10,300	24.3	24.2	127	2,050	51	—	—
276	500	13,200	61	24.1	48.7	5,340	39.8	39.8	107,000
305	800	15,900	108	26.2	24.9	10,400	33	—	—
318	1,000	17,700	167	27.8	17.1	15,200	29.7	—	—
327	1,200	19,600	250	30	12.5	20,850	27	—	—
332	1,350	21,000	415	31.8	10	26,100	25	25	224,000

此处 δ_1——半径为 r 时的縫隙距离。

在寬度为 l 的导綫組中，行波磁通所激发的电动势可以根据下面的公式計算：

$$E = 2\pi r \frac{I}{0.8\delta_1} v_r \cdot 10^{-8} = 12.3r \frac{I}{\delta_1} v_r \cdot 10^{-8} \text{伏}.$$

表 4 中列出了具有磁极直径約为 700 厘米的电磁鉄方案中某些实例計算的結果。

在这个方案中，当沒有能量回授和单个波的速度大約为 100 米/秒数量級时，环形繞組的饋电功率共計为 2000—3000 千伏安。此功率与迴旋頻率成比例，因而也与強度成比例。

表 4 中所引的加速电压的数值，是对于等速运动的波計算的。实际上从迴旋过程中环形繞組所要求的功率稳定性出发較为合理。在这种情况下，当軌道半径增加时，波的速度应該逐漸減小。如同在前面計算中一样，此处沒有計算渦旋电場。

結 論

在描述所提出的加速器中，只是介紹了一般原理，某些可能的結构图以及实例計算。这些資料証实了关于所提出的系統进一步的計算、設計和实驗工作的合理性。

譯自 Атомная энергия том 7 (1959) вып. 1, 57—63.

簡　報

在"箭牌"快速电子計算机上作原子电站反应堆的多羣計算

楚亞諾夫 (B. A. Чуянов)

在文献 [1]、[2] 内所叙述的多羣方法是用来計算原子发电站均匀反应堆模型在装載近临界时的有效倍增系数和中子通量的. 在径向方向上,反应堆是認为三个区域,两端的反射层可以認为在高度上引入有效增加. 假定分裂中子是单能量的(能量为 2 兆电子伏), 在截面中的共振可以用来考虑逃掉共振俘获的概率系数. 所有中子羣(热中子羣除外)的方程是由按照所考虑的勒的間隔对年龄方程积分而求得的. 中子通量的有效倍增系数和空間能量分布是用逐次近似法算得的. 每一个中子羣的差分方程是用差分分因法解得的.

为了求出上述問題(以及其它类似問題)的解曾拟定了用"箭牌"电子計算机进行計算的計划. 用所得到的所有中子通量算出一个有效倍增系数的值須化 6.5 分鈡(对于五羣方案, 并在計算时沿半径上取 100 个点). 要使 $K_{有效}$ 的精确度达到 0.01%, 需要經过 9 次迭代. 在图 1 中指出逐次近似的收斂速度,而在图 2 中指出在計算时所利用的羣的数目(从 2 羣到 20 羣)与 $K_{有效}$ 的关系的計算結果. 在这些計算中,在半径上的点等于 100.

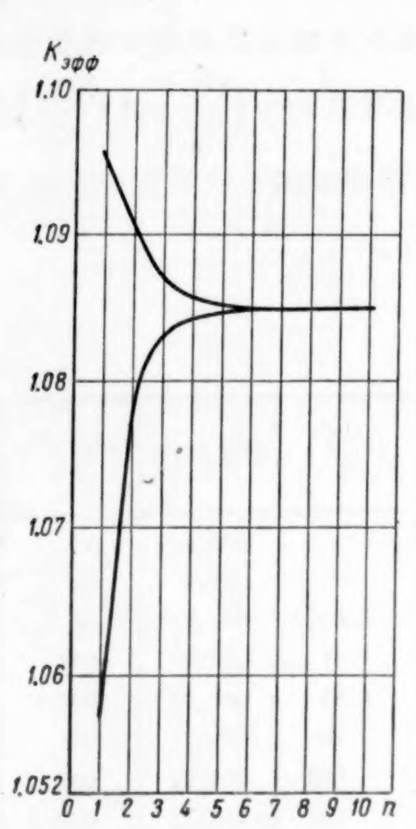


图 1　$K_{有效}(r)$ 的上限与下限和迭代数目 n 的关系(5 羣,在半径上 15 个計算点)

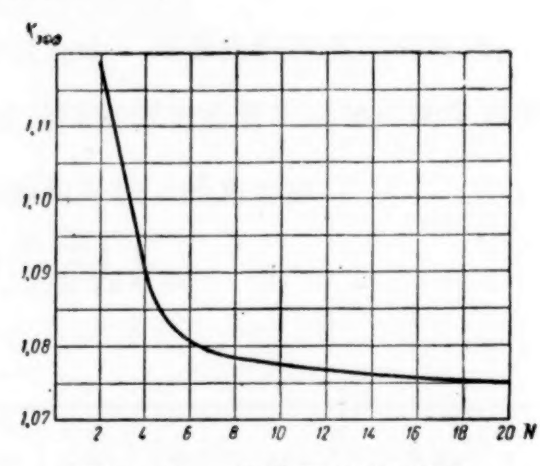


图 2　$K_{有效}$ 与計算时所用的羣的数目的关系

为了估計羣的分法的影响, 計算将在六羣近似下进行. 例如把羣等值地增加(在中子的年龄单位下),对 $K_{有效}$ 的数值的影响是相当小的. 在图 3 中标出在計算中用不同羣的数目而得到的热中子通量 Φ 分布图.

当把在文献[1]所得到的 $K_{有效}=1.023$ 的值和这里所得到的 $K_{有效}=1.0751$ 的值

比較，应該知道这是指不同的反应堆模型（在文献[1]用二区域模型）而言，并且在文献[1]中 $K_{有效}$ 的值是考虑了各种微小效应后用微扰方法得到的。

在我們的情况中，考虑热中子在反射层中的吸收比在文献[1]中所考虑的情况更为強烈（1.5 倍—2 倍），这样推得热中子分布的极大値有所減低。

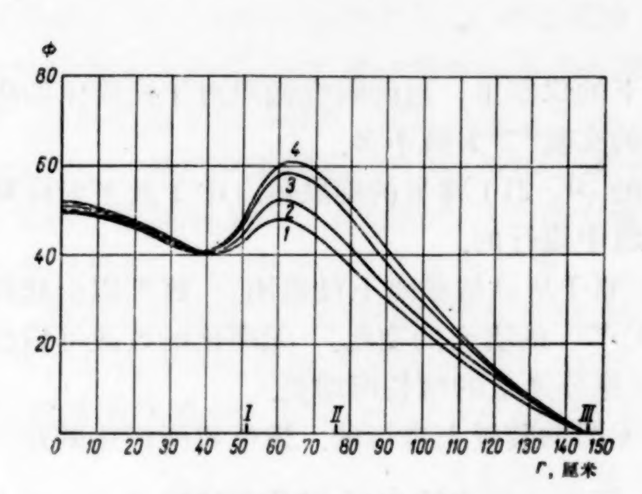


图 3 热中子通量分布

1,*2*,*3*,*4*——相应于 2 羣、3 羣、5 羣、20 羣的計算；I,II,III——反应堆区域的界限。

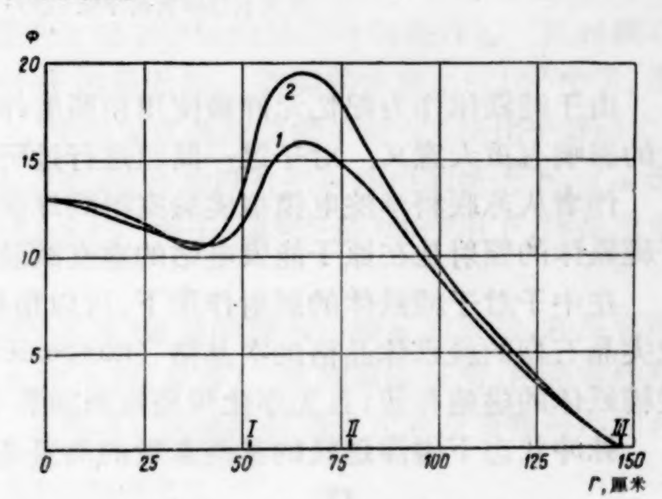


图 4 热中子通量的空間分布

1——我們这个工作中的数据；*2*——文献[1]中的数据；I,II,III——反应堆区域的界限。

反应堆各区域的特性

	第一区域 (r=0—52 厘米)	第二区域 (r=52—77 厘米)	第三区域 (r=77—147 厘米)
倍增系数*	1.3938	0	0
慢化长度（厘米）	15.467	18.644	17.974
热中子扩散长度（厘米）	8.2039	42.732	54.138

* 在二十羣近似下所决定的。

在表中列出反应堆各区域的特性，并且对于所有这三个区域取反应堆的有效高度 $H_{有效}$ = 223.2 厘米(图 4)。

很遺憾，要想与文献[3]、[4]中所表示的在反应堆半径上的热中子密度的理論与实驗分布作比較是不可能的，因为它們是与反应堆的其它裝載情况和工作条件有关的。

本文作者要向庫茲聶佐夫 (Е. С. Кузнецов) 致謝，他提出了这个問題，并且在他的指导下完成了这个工作；要向馬尔楚克 (Г. И. Марчук) 致謝，他在討論結果时給了有价值的指示；还要向图尔恰尼諾夫 (О. К. Турчанинов) 致謝，他对于在計算机上进行計算和写出这篇文章曾予以帮助。

譯自 Атомная энергия том 7 (1959) вып. 7, 64—65.

参 考 文 献

[1] Г. И. Марчук: *Атомная энергия*, № 2, 11 (1956).

[2] Г. И. Марчук: Сб. «Физика и теплотехника реакторов». Приложение № 1 к журналу «Атомная энергия», 1958, 第 7 頁.

[3] Д. И. Блохинцев, Н. А. Николаев: Реакторостроение и теория реакторов. Доклады советской делегации на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева 1955). Изд-во АН СССР, 1955, 第 3 頁.

[4] Д. И. Блохинцев, М. Е. Минашин, Ю. А. Сергеев: *Атомная энергия*, №. 1, 24 (1956).

輻照对于純鉄体磁性的影响

奥美利雅諾芙斯卡婭 (Н. М. Омельяновская)

由于純鉄体作为記忆元件被使用在照射作用下的仪器里，因而研究輻照对于純鉄体的磁性的影响有重大意义. 对于这一問題进行过研究的文献[1-3]为数不多.

作者从苏联科学院电模拟实驗室得到环影綫的 ЗК-210 牌号的純鉄体. 中子及 γ 射綫对于純鉄体的照射是在原子能发电站的垂直試驗孔道中进行的.

在中子对于純鉄体的照射作用下,可以預期有原子从晶格結点上被击出. 这可以引起組成尖晶石型的純鉄体晶格的次晶格 (подрешётка)[4-5] 的填充的变化. 无序化的效应可以改变純鉄体的磁飽和值;且无序化現象应当随着中子积分通量的增长而增长.

脉冲状态下磁滞迴綫的某些参数的測量是在专門的装置上进行的. 发电机所产生的矩形脉冲电流 $-I, +I, -\frac{I^{*)}}{2}$ 通入純鉄体的初級繞組,等于总电流的 60% 的半激发电流 $I_{пв}$ 在次級繞組内引起不大的感应干扰的电动势 $A_{пв}$. 磁滞迴綫愈是趋近于理想的矩形, 則 $A_{пв}$ 的值愈小. 因此可以按照 $I_{пв}$ 的改变估計出磁滞迴綫水平部分的坡度改变的程度.

为了研究純鉄体去除輻照作用之后是否能够工作, 将两組純鉄体样品 (每組样品均由 10 个相同的,专門选来用于这些实驗的样品組成)經过 1.5×10^{13} 中子/厘米^2・秒的中子流照射. 第一組样品的总积分中子通量为 $2.15 \cdot 10^{17}$ 中子/厘米^2, 第二組——6.5×10^{17} 中子/厘米^2. 受过照射的样品的数据与照射前的数据的比較表明:照射以后,半激发电流的振幅和全电流反复磁化的振幅在測量誤差范围内沒有变化(由于样品具有強烈的初始放射性,因此在去除照射后过了四天才进行測量).

在样品被中子裹击的过程中,除了晶格的結构变化之外,还发生着致使磁滞迴綫改变的加热現象. 为了区分这种效应,在用于反应堆内的实驗装置上消除了迴綫参数与温度的关系. 反应堆内、外的測量是这样进行的,当迴綫 (在温度和照射作用下) 畸变时,就把产生半激发振幅的半激发电流加以改变,使半激发振幅不超过容許限額. 这样,就能測量出当具有純鉄体的矩陣在不利的条件下进行工作时, 为了使鉄心能够正常工作($A_{пв}$ = const)必須使电流的改变量 ΔI 有多么大. 除此之外,还闡明在同样条件下当电流数值不改变时 $A_{пв}$ 和有效振幅 A 如何变化.

温度測量(从 20° 到 58.8℃)的結果表明,随着温度的升高,迴綫寬度(即 $A_{пв}$ = const 时的电流)降低,而反复磁化的振幅,特别是在恆定电流时半激发振幅則增高. 迴綫的直角性随着温度的上升而遭破坏, 并在 50℃ 时, 有效振幅 A 和干扰 $A_{пв}$ 在数值上实际是相等的 (迴綫上所有的由于温度而引起的变化是可逆的).

在反应堆内照射时, 通过改变样品在管道中浸沉的深度, 可以在很大范围内改变中子流和 γ 射綫的強度. 为了避免純鉄体在照射过程中由于支柱部分发热而产生附加的受热,将样品用細銅綫悬在容器内,細銅綫同时还当作样品的繞組来使用. 为了控制温度,把两个細导綫(0.1 毫米)做成的銅、康銅热电偶固接在两个样品上.

下图表明在积分中子通量变化时經常維持半激发振幅的情况下, 半激发电流改变的典型

---

*) 在两个电流的符合綫路上測定矩陣純鉄体的工作是否适合时,研究脉冲状态下的鉄心是极其重要的.

关系，以及此振幅在半激发电流保持不变时的典型变化关系（初始 $A_{пв}=0$）. 同一图上还繪出相应的测量瞬間的样品温度及中子通量 nv. 如图所示，$A_{пв}$ 及 $I_{пв}$ 的变化与純鉄体温度及中子通量的变化过程相重合. 将在中子流強度相同，但是积分中子通量相互相差 2.7倍的情况所得到的数据加以比較，可以看出温度对純鉄体性質的影响. 在較大的积分中子通量之下，样品温度低 8℃（中子流通量相同时，样品温度实質上依賴于管道內热传导的条件）. 同时鉄心的性能被大大改善，这証明純鉄体的磁性与积分中子通量无关. 当純鉄体在 $1.8\cdot10^{12}$ 中子/厘米²·秒的通量下被照射时（样品温度等于 46.3℃），半激发电流改变的平均值（正比于矫頑力）为 12%. 然而当温度也升高到大約同一数值(47.2℃)可是却沒有照射作用的情况下，$I_{пв}$ 改变量的平均值为 13%. 在被研究过的最大通量(8.5×10^{12} 中子/厘米²·秒)的作用下，样品温度为 60.5℃ 时，$I_{пв}$ 的最大改变量为 17%.

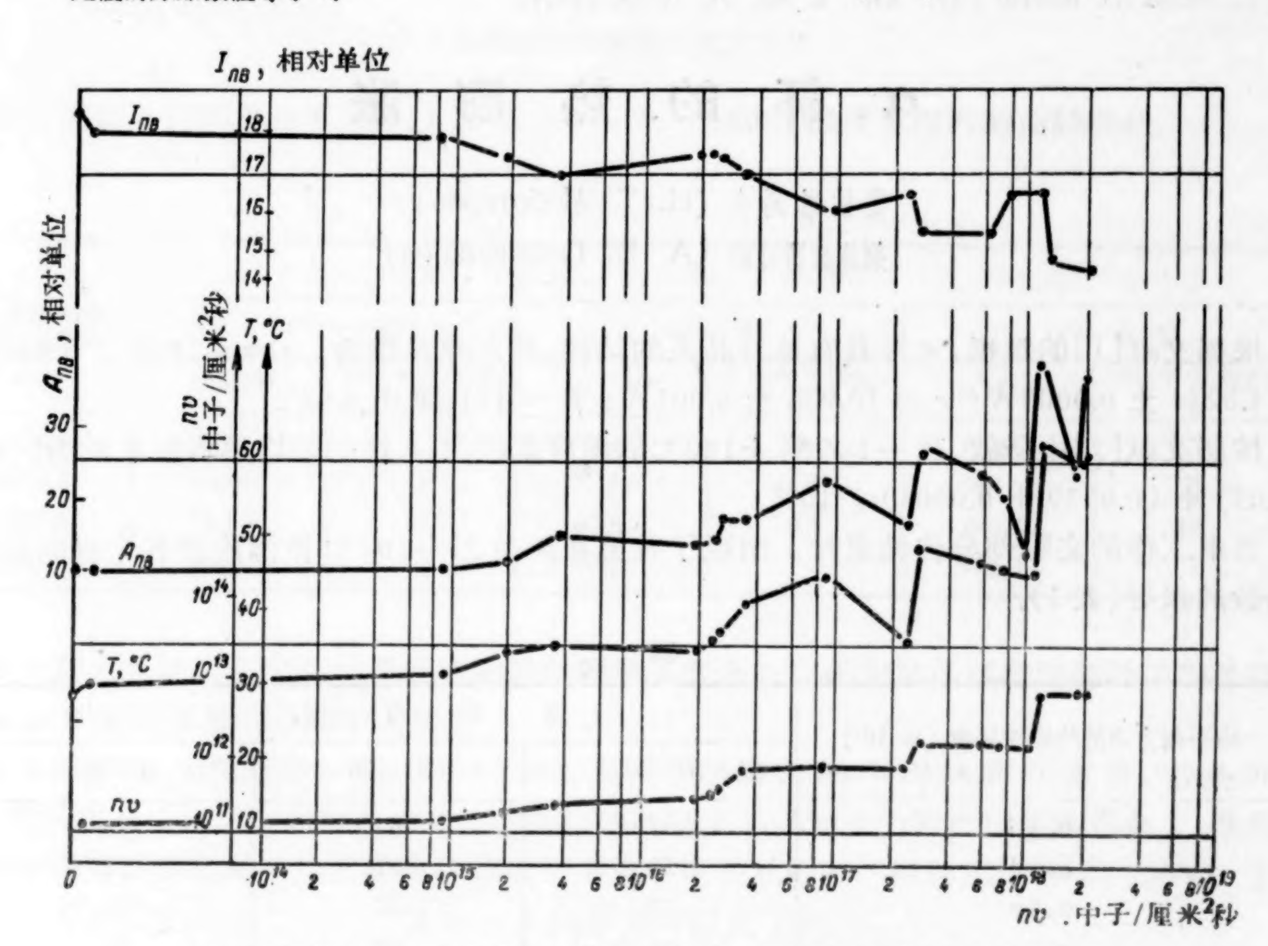
在照射中发现，反复磁化及半激发的振幅随着(温度)通量的加大而增长的数量，和沒有照射作用的情况下这些数値的温度变化比起来，是非常小的(見表). 这些事实証明，在照射作用下，磁滞迴綫的水平部分的坡度变化得較不剧烈，也即是，迴綫的直角性比起沒有輻照作用时

反复磁化振幅与半激发振幅的变化

	无 輻 照		經 輻 照
样品温度	52.7℃	58.8℃	60.5℃
反复磁化的振幅的变化*	39%	45%	15%
半激发振幅的变化*	4 倍	6.2 倍	2.6 倍
全反复磁化的振幅与半激发振幅之比**	1.4	1.04	1.76

* 表中所列者系这些量与室温下該量的原始数值之比的平均值.

** 比值的原始数值等于 4.



半激发振幅 $A_{пв}$ 和半激发电流 $I_{пв}$ 的变化与积分中子通量的关系

由于温度而引起的变化有了改善.

已經指出过,純鉄体在晶格中无序化現象应随着积分中子通量的增长而增长. 这个規律性之所以沒有显示出来,可能是由于照射过程中,样品温度已达 320—330°K 的緣故. 而无序化的速度是温度的函数,并随着温度的上升而下降. 看来,空位和間隙原子在該温度下是十分活动的,并使照射作用下被无序化了的物質大部分又重归有序化. 此外,在 n-γ 照射場所观察到的迴綫直角性的改善,可能也是与附加的、对于温度的影响有阻碍的、純鉄体热中子流里晶格的有序化相連系着.

因此,在較大的 $5\cdot10^{11}$—$5\cdot10^{12}$ 中子/厘米^2·秒的中子流及 γ 射綫中工作的仪器里,純鉄体被作为記忆元件使用时,必須預先考虑到矩陣的电流的自动变化,或是使純鉄体在輻射情况下的工作过程中被強制冷却到所需温度.

馬塔林 (Л. А. Маталин) 提供了論文的題目,并引起作者对它的兴趣,庫斯闊夫(Ю. К. Гуськов) 和緬希科夫(Н. В. Мешков)在工作中曾給予帮助,科沙列夫(А. А. Косарев)曾費心供給純鉄体样品. 借此机会致以謝意.

譯自 Атомная энергия том 7 (1959) вып. 1, 66—68.

参 考 文 献

[1] *Electr. Manufact.*, **59**, No. 1, 312 (1957).
[2] *Electronics*, **30**, No. 10, 250 (1957).
[3] M. Forestier et al: *Compt. rend. Acad. Sci. France*, **243**, No. 23, 1842 (1956).
[4] Я. Г. Дорфман: Изв. АН СССР, Серия физ., 16, 412 (1952).
[5] M.. Bochiral: *Compt. rend. Acad. Sci. France*, **233**, No. 14, 736 (1951).
[6] Л. А. Маталин, А. М. Шиманский, С. И. Чубаров: *Приборы и Техника эксперимента*, №1, 64(1957).
[7] S. Zeitz: *Dis. Farad. Soc.*, **5**, 271 (1949); Дж. Глен: *Усп. физ. наук*, **LX**, № 3, 445 (1956).
[8] C. Dixon, D. Bowen: *Phys. Rev.*, **2**, No. 94, 1418A (1954).

α 鈈的热膨胀

柴波塔列夫 (Н. Т. Чеботарев)
别兹諾西可娃 (А. В. Безносикова)

根据文献[1]的数据,α 鈈具有单斜晶系的結构,其点陣参数为: $a = 6.1835 \pm 0.0005$ Å; $b = 4.8244 \pm 0.0005$ Å; $c = 10.973 \pm 0.001$ Å; $\beta = 101.82 \pm 0.02°$.

按照文献[2]中所叙,在 −186 到 +100℃的温度范围内,α 鈈的平均热膨胀系数为$[(46.85 \pm 0.05) + (0.0559 + 0.0004)t]\cdot10^{-6}$.

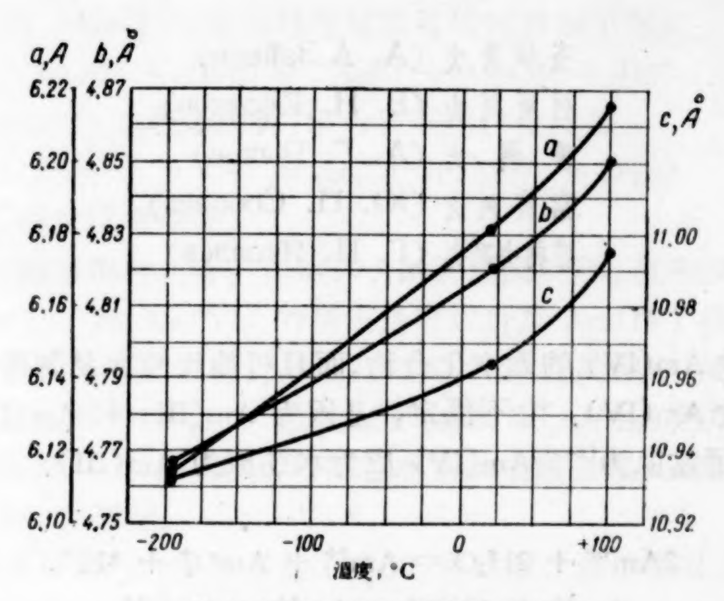
当本工作的实驗部分告结束时, 出現了有关 α 鈈在 21—104℃ 范围内沿各个軸向的热膨胀系数的报导(表 1).

表 1

沿下列方向的热膨胀系数 ($\times 10^6$)	温 度 范 围, ℃		
	21—51	21—96	21—104
$\alpha_1 \perp c$	57	62	66
$\alpha_2 \parallel b$	58	71	73
$\alpha_3 \parallel c$	19	27	29
α_{cp}	45	53	56

在本文中测定了 −196 到 100℃ 温度范围内，α 鈈沿各个方向的热膨胀系数. 在室温、液体氮的温度及 100℃时，从所研究的絲状样品（直径 0.5 毫米）得到銅靶輻射的X射綫图象. 在 −196 到 +20℃ 的范围内，X射綫图象是在 PKCO 暗箱中用倒逆照象法测得的. 为了在 −196℃ 获得X射綫图象，在测量过程中不断地用液体氮浇洒样品. 100℃ 以下的X射綫图象是在 PKУ-86 暗箱中得到的.

被研究的試样在室温下的晶格参数为：$a = 6.181 \pm 0.002$ Å；$b = 4.821 \pm 0.001$ Å；$c = 10.965 \pm 0.005$ Å；$\beta = 101.82°$. 在指出的温度范围内，按照衍射綫 $\bar{7}14$、710、$\bar{5}45$、248、445、$\bar{7}24$、$\bar{4}52$、$\bar{3}56$、060、$\bar{5}112$、$\bar{3}213$ 的位移测定了热膨胀系数. 上述各綫符合反射角在 63 到 81° 的范围.



α 鈈的晶格参数随温度的变化

图上列出 α 鈈的晶格参数 a、b、c 在 −196 到 +100℃ 温度范围内的曲綫变化.

表 2

热膨胀系数沿下列方向	温度范围，℃					
	−196—+20		20—100		−196—+100	
	$\alpha \times 10^6$	平均平方誤差，%	$\alpha \times 10^6$	平均平方誤差，%	$\alpha \times 10^6$	平均平方誤差，%
$\alpha_1 \perp c$	49±6	12	68±6	9	55±7	13
$\alpha_2 \parallel b$	53±3	6	77±4	5	60±5	8
$\alpha_3 \parallel c$	14±3	21	35±5	14	20±4	20
α_{cp}	39±3	8	60±4	7	45±4	9

表 2 列出 α 鈈沿三个互相垂直方向的热膨胀系数及在所研究的温度范围内的平均热膨胀系数 α_{cp}，并表出测量的平均平方誤差.

应当注意到，无論对于 −196 到 +100℃ 范围内被测得的平均热膨胀系数，或是 20—100℃ 范围内沿不同方向的膨胀系数，所得到的結果均与已发表的数据很好地符合. 某些分歧可用所研究的样品的晶格参数有少許差别及温度范围比較小（特别是从 20 到 100℃）来解释. 較小的温度范围是被 122℃ 处 α → β 的相变所限定了的.

譯自 Атомная энергия том 7 (1959) вып. 1, 68—69.

参 考 文 献

[1] W. Zachariasen, F. Ellinger. J. Chem. Phys., 27, No. 3, 811 (1957).
[2] E. Cramer, L. Hawes, F. Schonfeld. Progr. Nucl. Energy, 1 (V), 373 (1956).
[3] A. Coffinberry, F. Schonfeld, F. Ellinger, E. Cramer, W. Miner, R. Elliott, V. Struebing. The Physical Metallurgy of Plutonium and its Alloys. Доклад № 1046, представленный США на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).

Am (IV) 的歧化作用

查伊釆夫 (А. А.Зайцев)
柯夏柯夫 (В. Н. Косяков)
雷 柯 夫 (А. Г. Рыков)
索波列夫 (Ю. П. Соболев)
雅柯夫列夫 (Г. Н. Яковлев)

現在巳能合成几种 Am(IV) 的无水化合物,而且可能比較容易制得[1, 2]. 但是,至今为止,在水溶液中未曾发現过 Am(IV). 它不稳定,是因为 Am(III) 和 Am(IV) 的氧化还原电位高 (2.4b) 的緣故[3],所以通常認为[4-6] Am(IV) 应为水还原为 Am(III).

在下列反应中:

$$2Am^{4+} + 2H_2O = Am^{3+} + AmO_2^+ + 4H^+, \quad (1)$$

$$Am^{4+} + AmO_2^+ = Am^{3+} + AmO_2^{2+}. \quad (2)$$

假定有一个反应发生类似的 Am(V) 歧化作用,則在研究 Am(V) 的歧化反应机制时,就可以解释巳发現的 Am(VI) 和 Am(III) 的产量比.

反应(1)的速度应該取决于氫离子浓度和随溶液酸度的減小而变大. 反应(2)应該以較大的速度进行,因为它同氫离子的浓度无关.

本文介紹的是为証实反应(1)和(2)的存在所作的初步研究的結果.

实驗部分 在 600℃ 灼烧 Am(III) 的草酸盐,就制得二氧化鎇. 由蒸餾过的硫酸制备硫酸溶液. 酸的浓度用滴定法来測定.

将二氧化鎇溶解在 0.5、1.0、2.0*M* 硫酸中(在室温下)和 4.0、6.0*M* 硫酸中(在水浴上加热). 溶解作用历时 10—15 分鈡. 离心离析后,分析溶液中不同价的鎇的含量. 在分出溶液和开始測定之間的时間为 10—20 分鈡. 用石英分光光度計 СФ-4 測定 Am(III)、Am(V) 和 Am(VI) 的浓度. 为此,在所研究的硫酸溶液中預先研究了 Am(III)、Am(V) 和 Am(VI) 的吸收光譜. 作分光光度計測定时,利用了长 2 厘米的圓柱形气密比色皿. 鎇的总浓度是在計数效率为 $4.85 \cdot 10^{-6}$ 的开縫电离室中按 α 射綫用輻射法測定的.

試驗結果和討論 二氧化鎇溶解在不同浓度的硫酸中之后所得的溶液的組成列于下表.

由下表可見,二氧化鎇溶解后,在溶液中除 Am(III) 之外还发現有显著数量的 Am(VI),而 Am(V) 实际上是不存在的. 出現原子价大于 +4,就証明 Am(IV) 的歧化反应(反应(1))是存在的.

在溶液中沒有 Am(V) (Am(V) 应該是这个反应的产物之一) 和在 1.0 及 2.0*M* 硫酸中生成 Am(VI),可能是因为只有反应(2)存在的緣故,因为在这个介質中可以将 Am(V) 的歧化

Am(IV) 在硫酸中的歧化作用

硫酸的浓度, M	溶液中鋂的总浓度, $10^{-3}M$	溶液的組成, %			反应或然率, %	
		Am(III)	Am(VI)	Am(V)	Am(IV) 的歧化	Am(IV) 的还原
6.0*	29.4	87.7	11.7	0.6	36	64
4.0*	16.9	80.7	18.9	0.4	57	43
2.0	10.3	75.7	24.3	0.0	73	27
1.0	5.7	68.1	30.1	1.8	90	4

* 在水浴上加热时二氧化鋂就溶解.

作用忽略不計[8]. 因而,在这种情况下两种反应都发生,而且第二种反应实际上会进行到底而且反应速度显然是很大的. Am(IV) 的总歧化反应可以写成如下形式:

$$3Am^{4+} + 2H_2O = 2Am^{3+} + AmO_2^{2+} + 4H^+ \quad (3)$$

在 4.0 和 6.0M 硫酸中 Am(V) 也可能消失,因为有下列歧化反应:

$$2AmO_2^{+} + 4H^+ = AmO_2^{2+} + Am^{4+} + 2H_2O \quad (4)$$

但是,在这种情况下总反应并沒有变化.

由此可見,在二氧化鋂溶解时,除了 Am(IV) 的还原反应外,还有反应(3). 利用总反应(3) 的化学式,根据 Am(III) 和 Am(VI) 的析出量可以計算 Am(IV) 歧化反应和还原反应的析出量. 得到的結果列于表中的最后两行. 由此可見,随酸度的減小,反应(3)析出量就增大,而且在弱酸溶液中这一反应占主要地位. 这就証明,总反应(3)的速度决定于反应(1)的速度,而后者取决于氫离子的浓度. 但是,反应(1)的速度常数应該是很大的,因为 Am(IV) 的歧化作用甚至在 6.0M 硫酸中也很明显.

为了最后証实反应(2)的存在,曾作了如下实験:将二氧化鋂溶解在含有已知数量 Am(V) 的 0.5M 硫酸中. 当 Am(V) 的最初数量比溶解的 Am(IV) 的数量大約小二分之一时,在二氧化鋂溶解后 Am(V) 实际上是沒有了. 显然最初的 Am(V) 按反应(2)由 Am(IV) 很迅速地还原了,而剩下的 Am(IV) 則部分地按反应(3)发生了歧化和还原. 这些反应的析出量是:反应(2)——37%;反应(3)——52%;Am(IV) 的还原反应——11%.

在 Am(V) 最初数量比溶解的 Am(IV) 的数量大約大一倍的試験中,根据假定計算反应几率知,溶液中 Am(V) 的浓度减少是由于只有反应(2)所促成的. 这时,反应(2)的几率是 77%;反应(3)——10%;Am(IV) 还原反应——13%. 旣然实験是用的 Am^{241},Am(IV) 和 Am(VI) 的放射还原反应也类似上述反应. 从分离溶液起至测定开始共历时 10~20 分鐘,在这段时間內,Am(VI) 可以因放射产物而部分还原为 Am(V). 在溶液中发現的少量 Am(V),看来就是由于这种还原作用所致的. 假定这点,就可以确定测定时 Am(VI) 已还原的数量. 由上表(右面第三行)可見,这个校正值是不大的. 在二氧化鋂的溶解过程中,Am(IV) 也放射还原. 对于这点是不能不考虑的,所以求得的还原反应析出量的百分数是因水还原和因放射产物还原的总結果. 但是,用数量表示放射反应的結果是不可能的,因为直到各相分离的时候止二氧化鋂是存在的,而且其中的鋂的数量要比溶液中的鋂大几倍. 在 0.5 和 1.0M 硫酸中 Am(IV) 还原反应析出量,可能几乎全部由放射所促成. 肯定說,只有在加热时溶解二氧化鋂的条件下才可能用水还原 Am(IV).

对于反应(1)和(2)进行动力学研究是很困难的,因为这些反应的速度很大. 但是,所得的結果却提供了如下假定的根据:在普通酸的水溶液中沒有 Am(IV),主要是由反应(1)和(2)促成的.

譯自 Атомная энергия. том 7 (1959) вып. 1, 69—71.

参考文献

[1] J. Perlman, K. Street: The Actinide Elements. Chapter 14, N.N.E.S. div. IV, Vol. 14-A. McGraw-Hill Co., New York, 1954.

[2] L. Asprey: *J. Amer. Chem. Soc.*, **76**, 2016 (1954).

[3] L. Eyring, H. Lohr, B. Cunningham: *J. Amer. Chem. Soc.*, **74**, 1186 (1952).

[4] S. Stephanon, L. Asprey, R. Penneman: US ASC-925 (1950).

[5] G. Hall, P. Herniman: *J. Chem. Soc.*, 2214 (1954).

[6] G. Hall, T. Markin: *J. Inorg. and Nucl. Chem.*, **4**, 296 (1957).

[7] Г. Н. Яковлев, В. Н. Косяков: Исследования в области геологии, химии и металлургии. Доклады советской делегации на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. (Женева, 1955). Изд-во АН СССР, 1955, стр. 237.

[8] Г. Н. Яковлев, А. А. Зайцев, В. Н. Косяков, А. Г. Рыков, Ю. П. Соболев: Исследование некоторых окислительно-восстановительных реакций америция. Тр. Всесоюзной научно-техн. Конференции по применению радиоактивных и стабильных изотопов и излучений в народном хозяйстве и науке. Сб. «Изотопы и излучения в химии», Изд-во АН СССР, 1958, стр. 326.

Po-α-O 源的中子譜

哈巴赫帕舍夫 (А. Г. Хабахпашев)

氧的同位素 O^{18} 具有很大的(α, n)反应截面．純同位素 O^{18} 的厚靶当能量为 5.3 兆电子伏的 α 粒子 10^6 时，其中子产額为 31[1]．本文测量了 Po-α-O 源的能譜．

中子源是硝酸鈈的水溶液(浓集了 24% 的同位素 O^{18}) ．由不銹鋼做成的內直径为 8 毫米的薄壁容器充了 2.3 立方厘米的这种溶液，其中含有 1.38 居里的鈈．中子源的強度是利用"长計数管"[2] 借与 Pu-α-Be 标准源的比較法测量的，它为 2.3×10^3 秒$^{-1}$．据据这个源的数据計算的 O^{18} 厚靶的中子产額为每 10^6 α 粒子为 30.7 个中子．

为了测量 Po-α-O 源的能譜，应用了具有高效率的快中子閃爍譜仪*)．裝置的方块图示于图 1．

譜仪的作用原理是基于测量伴随一定能量的散射中子同时发生的反冲质子的能譜．这时初始中子的能量可作为反冲質子能量和散射中子能量之和来测定．为了析出一定能量的散射中子，利用了时間振幅选择作用． 延迟符合綫路($\tau = 5.5 \times 10^{-9}$秒，延迟——$1.9 \times 10^{-8}$秒，飞越距离——11.5 厘米)据据飞越时間析出能量从 120 到 380 仟电子伏的散射中子． 第二道的脉冲选择器和慢符合綫路可以縮小被譜仪記录下来的散射中子的能量范围，減少偶然符合的数目，使得只有原来的 $\frac{1}{10}$ 左右，也可以消除单个脉冲的記录． 由 γ 量子和宇宙綫粒子引起的具有很大振幅的单个脉冲可以通过快符合綫路，因为該綫路具有灵敏度約 100 仟电子伏(对質子)．由具有脉冲选择器和慢符合綫路的譜仪記录下来的散射中子的能量等于 260 ± 80 仟电子伏．

反冲質子脉冲的高度分布由分析器 АИ-50 得到． 而反冲質子的能譜是利用了列于文献[3]的数据．譜仪的校准是根据 Po-α-Be 源中子譜的最大能量 4.85 兆电子伏进行的． 其分辨率对能量为 3 兆电子伏的中子而言为 10%．

*) 譜仪的詳細情况将在单独的文章中介紹——原註．

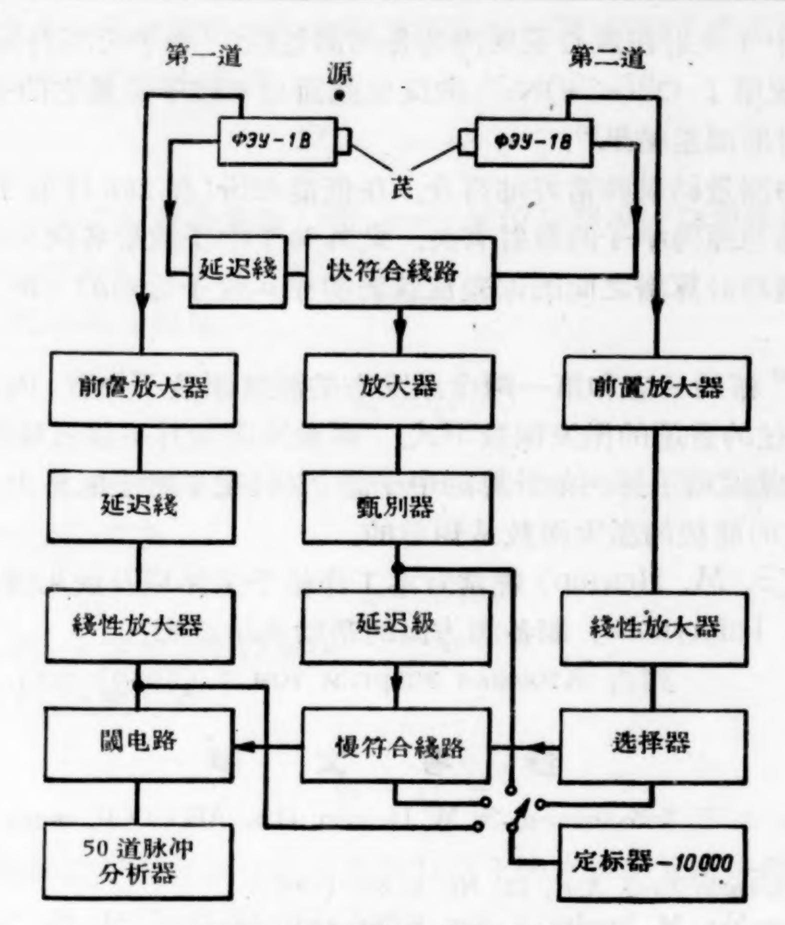


图 1　快中子閃爍譜仪方块图

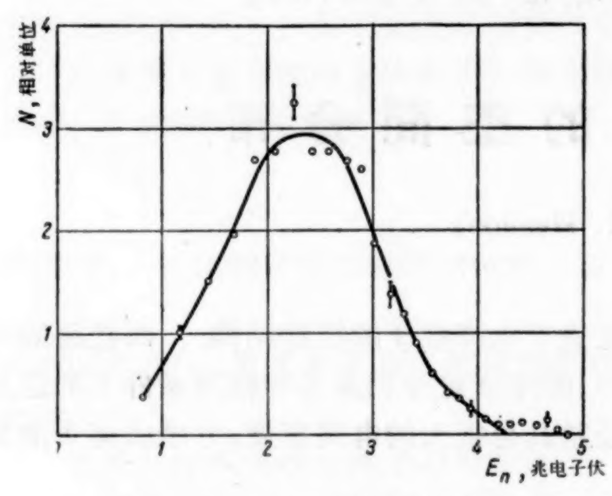


图 2　Po-α-O 源的实驗中子譜

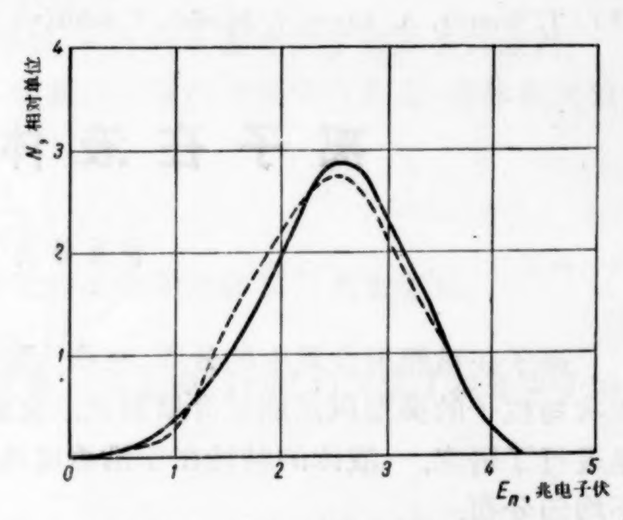


图 3　Po-α-O 源的理論中子譜

如果第二道采用了大直径晶体以及源离第一道的晶体的距离不是太小的話，則譜仪效率与中子能量的关系可以分析表述．对于二个閃爍体具有大致相同的大小以及源紧紧地挨着第一个晶体，則效率与能量的关系必須通过实驗确定．譜仪的工作是利用 Po-α-Be 源在二种几何情况下进行检驗的．

利用譜仪效率最大的二种几何情况测定了 Po-α-O 源的中子譜．效率与能量的关系是根据 Po-α-Be 源测定的(Po-α-Be 源的中子譜在文献[4]中已被很好地测量过)．

Po-α-O 源的中子譜示于图 2．它在 2.4 兆电子伏处明显地表示出来具有最大値．中子的最大能量等于 4.3 兆电子伏．譜是在 20 小时內画出来的．譜仪的总效率，亦即記录的脉冲数与源放出的中子数之比等于 10^{-6}．

图 3 列出了 Po-α-O 源的理論中子譜，它是在这样的假定下計算出来的：即假設由被激发

的核 Ne^{22} 所产生的中子发射在质心系統內是各向同性的. 中子譜的計算方法曾在文献[4]中叙述过. 在計算时应用了 $O^{18}(\alpha, n)Ne^{21}$ 的反应截面与 α 粒子能量之間关系的数据[5],以及伴随中子放出的 γ 輻射的測量結果*).

发現計算結果与測量結果非常好地符合. 在低能部份(在 200 仟电子伏附近)实驗中子譜的某些总的位移可能与源內中子的散射有关. 此外关于中子放射各向同性的假設可能是不正确的. 这时測量譜与計算譜之間的偏差应該表明在 α 粒子运动的方向上中子放射的几率是較小的.

由于跃迁到 Ne^{21} 核的基态和第一两个激发态的激发函数不知道,因此在計算中假定它們具有文献[5]中引入过的普遍的激发函数形式. 而激发函数并不強烈地影响中子譜. 为了比較起見,在图 3 上用虛綫画了另一条計算的中子譜,它假定了对于能量由 3.5—5.3 兆电子伏跃迁到 0.350 兆电子伏的能級的激发函数是矩形的.

作者对青提尔 (Э. М. Центер) 經常对本工作給予关怀以及依凡諾娃 (В. В. Иванова) 和葢杜柯娃 (Л. П. Гайдукова) 制备源方面的帮助表示感謝.

譯自 Атомная энергия том 7 (1959) вып. 1, 71—72.

参 考 文 献

[1] И. А. Сердюкова, А. Г. Хабахпашев, Э. М. Центер: Изв. АН СССР, серия физ., **XXI**, № 7, 1017 (1957).
[2] A. Hanson, J. McKibben: *Phys. Rev.*, **72**, No. 8, 673 (1947).
[3] C. Taylor, W. Jentschke, M. Remley, F. Eby, P. Kruger: *Phys. Rev.*, **84**, No. 5, 1034 (1951).
[4] B. Whitmore, W. Baker: *Phys. Rev.*, **78**, No. 6, 799 (1950).
[5] T. Bonner, A. Kraus, J. Marion, J. Schiffer: *Phys. Rev.*, **102**, No. 5, 1348 (1956).

离子在液体內的空間分布

伊凡諾夫 (В. И. Иванов)

离子在被照射介質中的分布,在很大程度上取决于电离粒子的径跡結构. 而径跡的結构依次与粒子的类型以及照射介質有关. 文献[1—3]的作者曾分別对各种輻照条件下的这些問題进行了研究. 液体的特性在于沿着电离粒子径跡具有很大的电离密度,它造成离子浓度的不均匀分布.

对于重粒子而言柱体乃是其特征体积, 在 β 或 γ 輻射的情形下离子集聚在近于球形的特征体积內,由于复合的結果在特征体积內的离子总数将随时間而逐漸減少,而且由于扩散的結果其体积将逐漸扩大,直到离子按全部照射体积建立均匀分布以前.

因此,經过长期輻照以后,部分离子将按整个体积均匀分布,而另一部分則聚集在球形和柱形或者它們之間某个形状的体积元中.

本文目的是确定均匀分布的本底的离子浓度和集聚在由照射条件而定的体积元中的离子浓度.

本文的研究方法是基于这样的假設:在离子形成的瞬間它們都聚集在相同的体积为 V_0 的球形体积元中. 由于复合和扩散的結果,在体积元体积中的离子浓度将逐漸減小,經过时間 τ

*) 根据最近的測量,激发核 Ne^{22} 向 Ne^{21} 基态的衰变为 55%, 向能量为 0.350 兆电子伏的第一激发态的衰变为 35%, 向能量为 1.73 兆电子伏的第二能級的衰变为 10% (其工作將发表).

(輻照体积內如同独立的不連續区域的体积元存在的时間)后离子本底浓度等于 y_0. 从輻照的瞬时起,本底离子浓度的变化由方程

$$\frac{dy}{dt} = -\alpha y^2 + q \tag{1}$$

来确定, 式中 α——离子的复合系数, 而 q——单位时間单位輻照体积內本底增加的离子对数,它决定于体积元的消失.

平衡状态时本底的离子浓度

$$y_0 = \sqrt{\frac{q}{\alpha}}. \tag{2}$$

假如在作为独立的特征体积的体积元消失的瞬間其中离子数为 N_τ, 而 ν 为单位时間单位体积內形成的体积元数,那么

$$q = N_\tau \nu, \tag{3}$$

对于給定的輻照条件, ν 正比于射綫強度.

从方程(2)与(3),我們得到

$$y_0 = \sqrt{\frac{N_\tau \nu}{\alpha}}. \tag{4}$$

因此,确定本底的离子平衡浓度 y_0的問題归結于确定体积元消失瞬間的离子数N_τ的問題.

体积元中的离子数与时間有关,它可写成

$$N = N_0 f(t) \tag{5}$$

的形式,式中 N_0——体积元形成时刻其中的离子数,$f(t)$ 可由复合和扩散的条件求得.

在体积元按全部照射体积均匀分布时,对平衡状态而言最合理的假設是:当体积元独立存在时,其中沒有新的离子产生,即

$$\tau = \frac{1}{\nu V_\tau}, \tag{6}$$

式中 V_τ——体积元消失瞬間的体积. 随时間变化着的体积元体积可表为形式:

$$V = V_0 \varphi(t), \tag{7}$$

式中函数 $\varphi(t)$ 可用与求 $f(t)$ 相同的那些条件求得. 关系式(3)与(4)决定了本底离子的平衡浓度.

集聚在体积元中的离子的平衡浓度

$$x_0 = \bar{N} n_0, \tag{8}$$

式中 $\bar{N} = \frac{N_0}{\tau}\int_0^\tau f(t)\,dt$——体积元存在期間其中的平均离子数; $n_0 = \nu_\tau$——平衡状态时单位体积內的体积元数.

用这个方法获得了体积元为柱形和球形时 x_0 和 y_0 的解析表式. 假設柱体的体积元体积增加仅由于垂直于柱体軸綫扩散的結果.

由扩散結果引起的离子平均位移可用下列关系式得到

$$\bar{r} = \sqrt{\frac{4}{\pi} Dt},$$

式中 D——通常的扩散系数. 引出下面公式:

1) 对柱形体积元:

$$y_0=\left\{\frac{N_0 v}{\frac{1}{\alpha}+\frac{2N_0}{V_0 a^2}\left[\ln(1+ak)-\frac{ak}{1+ak}\right]}\right\}^{1/2},$$

式中

$$k=\frac{1}{2a}\left[\left(1+\frac{4a}{\sqrt{vV_0}}\right)^{1/2}-1\right],$$

$$a=\sqrt{\frac{6\pi Dl}{V_0}}\ (l\text{——柱体长度});$$

$$x_0=\frac{N_0 v\tau}{1+\frac{2\alpha N_0}{V_0 a^2}\left[\ln\left(1+\frac{4}{3}a+\frac{1}{2}a^2\tau\right)^{1/2}+\frac{1}{1+\frac{4}{3}a+\frac{1}{2}a^2\tau}-1\right]};$$

2）对球形体积元：

$$y_0=\left[\frac{N_0 v}{\frac{1}{\alpha}+\frac{1}{V_0}\left(\frac{k}{1+bk}\right)^2}\right]^{1/2},$$

式中 k 决定于方程

$$\frac{1}{\sqrt[3]{k^2}}=\sqrt[3]{vV_0}+1.82\sqrt[3]{v}\sqrt{D_1}\,k,$$

$$b=\frac{1.82\sqrt{D_1}}{\sqrt[3]{V_0}},\qquad D_1=\frac{3}{2}\pi D;$$

$$x_0=\frac{N_0 v\tau}{1+\frac{\alpha}{V_0}\left(\frac{k_1}{1+bk_1}\right)^2},$$

式中

$$k_1=\frac{\sqrt[3]{1+A}-1}{b},$$

$$A=2bk+\frac{3}{2}b^2k^2+\frac{2}{5}b^3k^3.$$

x_0 是根据体积元存在期間它的平均体积近似确定的．浓度 x_0 和 y_0 的精确度取决于起始条件．上述关系式在其它条件相同的情况下可以使离子在照射介质中的分布特性比根据文献[3]中馬克公式进行的計算准确一些．馬克公式仅采用柱形体积元，而且关于其体积改变性质的假定是不十分严格适合扩散理論的．

从关系式中可直接得出結論：本底的相对浓度随开始时的体积元体积和輻射強度的增加而增加．这也說明了液体电离室的某些规律性．确定 x_0 和 y_0 的公式也可用来研究放射化学反应和研究对机体輻射的作用．

邵忠仁 譯自 Атомная энергия том 7 (1959) вып. 1, 73—74.

参 考 文 献

[1] G. Jaffe: *Ann. Physik*, **42**, 303 (1912).
[2] D. Lea: *Proc. Cambridge Philos. Soc.*, **30**, 80 (1934).
[3] Д. Л. Маги: Теория радиационной химии. Влияние плотности ионизации. Сб. «Радиационная химия». Изд-во иностр. лит., 1953, стр. 5.

联合原子核研究所同步迴旋加速器大厅内尘埃的放射性

阿法那謝耶夫 (B. П. Афанасьев)

如文献[1]所指出，在联合原子核研究所内靠近工作着的同步迴旋加速器部分的空气是放射性的，并且是在停机后几分鈡内被观察到的．很自然地假定：悬浮在空气中的尘埃被高能粒子束活化了．本文的目的在于闡明放射性尘埃輻射危险的程度以及研究他們的同位素組份的可能性．

为了选择尘埃样品，利用了一个由吸尘器、过滤器和测量通过过滤器的空气的容积用的計数器构成的装置．装在計数器入口处的分析式过滤器是一直径为 28 毫米的圓盘，为建立眞空密封起見，其两面用橡皮环貼紧．在停机后，或是立即压送空气，或是經若干小时后才开始压送．在停止空气压送后經 2—5 分鈡测量过滤器的放射性．β 輻射用云母窗厚度为 5 毫克/厘米^{2}的端面盖革計数管記录．过滤器的厚度（沒有考虑其紗布基层）为 3 毫克/厘米^2，从过滤器到計数管灵敏体积的距离为 15 毫米．此时相对立体角 ω 为 0.06[2]．

为了确定漏过过滤器的尘埃的百分比，利用二个过滤器进行了特别测量，于計数管入口处将一个过滤器放在另一个的上面．发現漏过过滤器的尘埃百分比仅为 10%．

也测定了在过滤器中 β 粒子的最大自吸收系数 S．对于在加速器大厅内收集到的尘埃放出的 β 粒子的 S 等于 0.98，在外面空气中收集到的尘埃的 β 粒子，S 为 0.85．在空气层中的吸收系数 K_1 和計数管窗的吸收系数 K_2 分别为 0.91 和 0.75．

在加速器大厅内曾收集了 14 个尘埃样品，同时在大厅外也收集了一些样品．在同步迴旋加速器大厅内放射性的值平均为 84 脉冲/分·米^3，而在外面空气中为 25 脉冲/分·米^3．因此，由加速器工作所决定的放射性的量平均为 59 脉冲/分·米^3．还曾根据鋁中的吸收测量了半衰期和估計了 β 粒子的能量，在大厅外收集到的天然尘埃样品的半衰期和能量分别为 $T=30$分 $\pm$ 50% 和 $E_\beta=0.65$ 兆电子伏 $\pm$ 40%；测量在同步迴旋加速器大厅内收集到的尘埃样品的放射性衰变常数，得到 $T=14$ 小时 $\pm 20\%$ 和 $E_\beta=1.25$ 兆电子伏 $\pm 40\%$．尘埃的天然放射性取决于氡的衰变产物之一，亦即 Pb^{214}(RaB)[3]．

在测量大厅内获得的长寿命尘埃的放射常数的基础上，从分布在加速器（重混凝土屏蔽）附近的物質組成，及受高能粒子輻射出发，可以假定：在加速器大厅内尘埃的放射性基本上是由同位素 Na^{24} 所造成．

在空气中 Na^{24} 的浓度可用下面关系式計算：

$$C_{Na^{24}}=\frac{N}{3.7\times10^{10}\times60\omega\cdot SKr\cdot10^3}\ \text{居里/升},$$

其中 N —— 压送空气每立方米每分鈡的脉冲数；3.7×10^{10} —— 变换到单位居里的系数；10^3——从立方米过渡到升的系数．所有其他的量都是上面引进的修正系数．

在上式中对于一般情况应引进一个考虑到在压送时間内过滤器上尘埃蜕变的修正因子．但在本文中由于下面二个原因沒有引入这个因子：第一，压送时間和 Na^{24} 的半衰期相比很小；第二，厅内和厅外的压送进行了同样多的时間．

如空气中 Na^{24} 的极限允許浓度为 0.001，代入数値公式可得到 $C_{Na^{24}}=(5\cdot10^{-13}\pm50\%)$ 居

里/升.

我們估計了在厅外空气中 Pb^{214} 的浓度. 在这种情况下代入上面引入的公式得到 $C_{Pb^{214}} = 10^{-13}$ 居里/升, 这个 Pb^{214}(RaB) 的浓度值和文献[4]所得到的数据一致.

結　論

发現当同步迴旋加速器工作时大厅内产生放射性的尘埃.

假設大厅內尘埃的放射性基本上是由 Na^{24} 同位素造成. Na^{24} 的浓度为 $(5 \cdot 10^{-13} \pm 50\%)$ 居里/升, 其极限允許浓度为 0.001. 天然放射性尘埃 Pb^{214}(RaB) 在大气中的浓度为 10^{-13} 居里/升.

最后, 作者感謝在完成本工作时柯馬契柯娃 (M. M. Комочкова), 米歇多娃 (B. H. Мехедова) 批評式的意見和帮助.

譯自 Атомная энергия том 7 (1959) вып. 1, 74—75.

参　考　文　献

[1] М. М. Комочков, В. Н. Мехедов: *Атомная энергия*, 4, № 5, 471 (1958).
[2] Н. Г. Гусев: Справочник по радиоактивным излучениям. Медгиз, 1955.
[3] В. И. Баранов: Радиометрия. Изд-во АН СССР, 1955.
[4] С. Жэх: *Чехосл. физ. ж.*, 7, № 34, 33 (1957).

科 技 新 聞

苏联科学家执行苏联共产党第廿一次党代会决議

（苏联科学院年会側写）

1959年3月26日到28日在莫斯科科学家大厅召开了苏联科学院大会(年会)．会議的内容是討論科学院如何执行苏联共产党第廿一次党代会的决議．

苏联科学院副院长托普契也夫作了关于科学院一年来的活动和当前任务的报告．科学院院长聶斯米揚諾夫作了关于苏联利用火箭和人造卫星研究宇宙和上部大气层的概述性报告．

有廿多个人在討論时发了言．在与会者的报告和发言中，发展物理，尤其是发展原子核物理和技术問題，占了显著地位． 在廿多个最重要的現代科学任务中控制热核反应和对基本粒子的研究居于首位．

物理-数学分部过去是，今后仍将是科学院中最大的分部．最近三年，在这个分部中建立了十一个新的研究所，其中有五个属于西伯利亚分部．拉夫林捷夫院士指出，新西伯利亚的科学城市首要的建設項目便是原子核物理所．

热核反应的控制、内部核力的研究、中子物理、放射化学和放射生物学問題——是苏联科学在当前的七年計划中最重要的任务．建立原子能发电站的工作得到了廣泛的发展．探求載热剂、释热元件和选择比較經济的反应堆是发展原子能电站所不可缺少的．将来还要建造最新型的加速器和反应堆．

苏联科学院通訊院士康士坦丁諾夫詳細地介紹了苏联原子核物理最老的中心，培养了几十位大科学家的工程物理研究所的工作情况．在研究所內扩充了热核反应的研究工作．原子核的研究将継續进行，还要創造新的和改进旧的仪器，如精密的β譜仪，观察原子核径跡的自动設备等．

会上通过了苏联科学院的新章程．新章程的条文中規定継續发揚对科学工作的集体領导，尽量发揮科学家的創造积极性，发揚民主的組織形式． 会議着重討論了科学工作的組織和协作問題，以及将各个研究所、实驗室已完成的研究成果、新发明、物质技术装备运用到生产中去的問題．会議通过成立主要研究任务的学术委員会．学术委員会将配合和指导在各个科学技术領域中的科学院內部和科学院以外的所有单位的全部工作．

柯洛維戈夫(В. Коровиков)

譯自 Атомная энергия том 7 (1959) вып. 1, 76.

第九次全苏原子核能譜学会議

第九次全苏原子核能譜学（年度）会議从1959年1月26日至2月2日在哈尔科夫召开． 参加会議的有各科学研究所及各高等学校三百多位科学工作者．听取了一百多个有关核結构、α和β衰变等不同問題的理論与实驗研究結果的报告．下面簡短地綜述一下某几个报告*)．

原子核理論；β衰变的一般問題 在本会議第一次会上研究了核理論的問題． 在达維多夫（А. С. Давыдов）（国立莫斯科大学）的报告中概述了核低激发态的实驗研究結果，并在目前現有的理論概念的基础上将这些研究結果分了类．曾假設核的形状与軸向对称的形状有出入来作为对某些理論和实驗之間分歧，特别是轉动带中能閾反常規律的可能的解释．非軸向性的参数由自旋为2的两个能級状态的实驗数据来測定．根据这个参数，計算出轉动能級状态及与实驗数据能很好相符的这些能級間的躍迁强度． 在别凱尔（Л. К. Пекер）关于畸变核的新工作及毕尔普拉依尔（Б. Л. Бирбраир）、别凱尔

*) 会議一部分材料发表在"科学院通报"杂志的物理专刊，第二十三卷，1959年第二期上；其余的报告将刊登在此杂志1959年第7期及1960年第1期上．

和斯立夫（Л. К. Пекер, Л. А. Слив）（列宁格勒工程物理研究所）等三人关于畸变核四极振盪的报告中用旧有的有关核形状軸向对称的理論解释了实驗数据。在后一个报告中研究了两种类型的核振盪——沿（β）或横断（γ）形变軸的振盪，并得到了β和γ最初振盪能級的表示式。考虑了旋轉与振盪之間的相互作用并获得了轉动带能級能量的一般校正值。

依諾平（Е. В. Инопин），康察尔（В. Ю. Кончар）和齐特闊（С. П. Цытко）（哈尔科夫工程物理研究所）等人的报告专門論述了用綜合模型去分析輕核中β跃迁的实驗数据，根据此模型計算出来的 ft 数值和β跃迁矩陣元数值比用壳层模型作的計算結果更好地与实驗数值相符。

在一些报告中提到运用有关核子在核中相互作用的新理論所进行的理論研究的成果。別里亚也夫（С. Т. Беляев）（原子能研究所）談到了計算核中对关联。由这个模型得到的核低激发能級的状态能与实驗数据很好地吻合。理論解释了早为人知晓的核的形状与壳层的充塡程度間关系的性質。在米格达尔（А. Б. Мигдал）（原子能研究所）的报告中公布了将超导电模型在核上应用的結果并根据这个模型得到核慣性动量的一般表示式。涅米洛夫斯基（П. Э. Немировский）（原子能研究所）探討了中性核稳定性的問題。

論述β衰变一般理論問題的有斯摩罗金斯基（Я. А. Смородинский）（原子能研究所）的綜述性报告。最近几年在理論上与实驗上进行的研究工作創立了各方面的弱相互作用的理論，該理論能說明目前知道的一系列現象，并預告某些目前在实驗中尙未发現的过程。在报告中提出了β衰变实驗研究方面最有意义的方向。

β衰变問題方面所进行的实驗工作中較有意义的工作为弗拉基米尔斯基（В. В. Владимирский），格里郭里也夫（В. К. Григорьев），叶尔加可夫（В. А. Ергаков）和特列布霍夫斯基（Ю. В. Требуховский）（基本物理技术研究所）和罗巴雪夫（В. М. Лобашев），那札連柯（В. А. Назаренко）和路西諾夫（Л. И. Русинов）（列宁格勒工程物理研究所）等人的工作。在前一工作中測量了自由中子β衰变时电子和中微子飞出方向間的角关联。当固定反冲质子脉冲时，用研究衰变电子譜的方法来研究关联。作者們估計了（尽管有很明显的統計誤差）费米和加摩夫-德列尔（Ферми 和 Гамов-Теллер）相互作用常数的比值。在后一工作中研究了衰变电子断面极化和与衰变电子同时产生的γ量子的圓极化間的关联。对Sc^{46}和Co^{60}进行了初步測量。进一步研究这个关联能解决有关β相互作用的哈密頓函数中虛部分存在与否的問題。

衰变图；核的γ輻射 在会議上較广泛提出的工作是对β能譜、内轉换电子譜及核的γ輻射等方面的研究工作。这里必須指出哈尔科夫工程物理研究所的工作人員所进行的大量有关（p, γ）反应中出現的一系列核的能級的研究工作。他們是安烏伏里也夫（Ю. П. Ануфриев）瓦尔德尔，（А. К. Вальтер），康察尔（Ю. В. Гончар），高帕涅依茨（Е. Г. Копанейц），日窩夫（А. Н. Львов），吐塔金（П. М. Тутакин），齐特闊（С. П. Цытко），索洛金（П. В. Сорокин），杰依涅柯（А. С. Дейнеко），馬拉霍夫（И. Я. Малахов）和塔拉諾夫（А. Я. Таранов）。利用了由靜电加速器內引出的能量为 4 兆电子伏的质子束。研究了$Si^{28,29,30}(p,\gamma)$，$Ne^{20}(p,\gamma)$，$S^{32,34}(p,\gamma)$，$Ar^{40}(p,\gamma)$和$N^{14}(p,\gamma)$等反应。进行測量的結果得到有关不同諧振的状态、寬度及相对强度的資料。对某些硬γ綫来說，在观察氘核光致蜕变的基础上測定了γ量子的极化。

大量的报告是列宁格勒工程物理研究所的科学工作者提出的。在阿尔哈卓夫（Д. Г. Алхазов），格令貝尔格（А. П. Гринберг），吉新斯基（Г. М. Гусинский），連姆貝尔格（М. Х. Лемберг），罗日捷斯特文斯基（В. В. Рождественский）和叶洛欣娜（К. Н. Ерохина）的工作中研究了在迴旋加速器上加速过的多电荷离子（C, N, O 和 Ne）束轟击下某些核的低能級庫伦激发。列举出了一系列被研究核的激发几率及低能級寿命的測量結果。

在許多报告中报导了β能譜及內轉換电子能譜的最近測量，这些工作得出的結果明确并补充了被研究核的衰变图。列宁格勒的研究所和联合原子核研究所提出的一系列报告談到了稀土元素貧中子同位素的長期研究工作。被研究的同位素在快质子（680 兆电子伏）轟击鉭时产生深剝落反应而获得。經过色层分离法分析后研究了β和γ能譜以及制备試剂的內轉換电子譜。在某些核中发現一系列早先未知的γ跃迁。在卡里亚明（А. В. Калямин），穆林（А. Н. Мурин），波克洛夫斯基（В. Н. Покровский）和雅可夫列夫（В. А. Яковлев）（科学院鐳学研究所）的报告中引証了Tu^{161}，Ho^{153}，Ho^{155}及Ho^{157}的放射性同位素的存在。在捷列波夫（Б. С. Джелепов）和謝尔盖仁柯（В. А. Сергиенко）（国立列宁格勒大学）的报告中提到了用內轉換电子符合方

法去研究某些貧中子同位素的衰变图．测量时采用了双透鏡β能譜仪．

某几篇报告談到了γ射綫內轉換的理論性及实驗性的研究．

能譜学技术 在α,β和γ能譜学技术問題的討論会上有好几篇报告都闡述了光学性能良好的新的大型磁能譜計．

在捷列波夫(Б. С. Джелепов)，依万諾夫(Р. Б. Иванов)，涅托維索夫(В. Г. Недовесов)和楚明(В. Г. Чумин)(科学院鐳学研究所)等人的报告中說明了在$\pi\sqrt{2}$角度处双聚焦的α能譜仪．該仪表所具有的分辨率为0.11%，而光强为3×10^{-3}全立体角．中央軌道半径33.5厘米．巴拉諾夫(С. А. Баранов)，别魯契柯(В. В. Беручко)，节連可夫(А. Г. Зеленков)，馬洛夫(А. Ф. Малов)和謝普金(Г. Я. Щепкин)(原子能研究所)等的报告敍述了同样类型，而且性能更好的α能譜仪的制造情况．能譜仪的分辨率为0.1%，光强为8×10^{-4}全立体角．中央軌道的半径155厘米． 仪表具有极高的照度(即源的面积与立体角的乘积)因而可进行强度极小的α綫的研究．光譜仪也可当作摄譜計使用．这时由同一时間照相底片所記录的α粒子能量范围为10%．巴尔楚克(И. Ф. Барчук)，貝里赫(Г. В. Белых)，哥略施金(В. И. Голышкин)和柯弗同(В. А. Ковтун)(烏克兰科学院物理研究所)等人提出一个有关重电荷粒子磁摄譜仪建造方面的有趣报告．这个尺寸不大的仪器借助照相底片能同时記录3—25兆电子伏能量范围內的質子譜． 該摄譜仪适于用来測量5°—170°角度范围內荷电粒子的角分布．

无綫电技术工业部的代表敍述了具有良好光譜性能和时間性能的新型光电倍加管的制造問題．指出：目前制造高性能发光能譜仪不是受光电倍加管的光譜性能所限制，而是受現在生产的閃爍体質量不高所限制．会議討論了关于閃爍体制备方面工作状态的报告，并指出必須大力改善閃爍体的光譜性能．

捷列波夫(Б. С. Джелепов)在宣布閉会时簡短地綜述了会議情况，并指出了一年来在原子核能譜学方面取得的主要成就．在結束語中曾提出最好应注意更快和更全面地出版必要的参考材料和图表．

魯达柯夫(В. П. Рудаков)

譯自 Атомная энергия том 7 (1959) вып. 1, 76—78.

烏拉尔工学院工程物理系

烏拉尔基洛夫(С. М. Киров)工学院的工程物理系(系主任拉斯波賓(С. П. Распопин))在物理的各个方面进行着科学研究工作．

在包罗达也夫(Д. А. Бородаев)領导的教研室里，电子能量为15兆电子伏的电子感应加速器已于1958年12月开始运行． 教研室計划就輻射对生物机体(老鼠、大鼠、兎子)的作用进行研究，并对新药剂进行試驗．也計划对照射过的半导体性能进行研究． 額定能量为27兆电子伏的α粒子迴旋加速器的安装工作已經完成． 現在正在进行起动調整工作．在迴旋加速器上产生周期脉冲用的操作器在学院里已經試制成功． 迴旋加速器将促进放射生物、放射化学、固体物理、中能質子核反应以及中子剂量工作的开展．开始安装ЭГ-2.5靜电加速器．

理論物理教研室(教研室主任是斯克罗茨基(Г. В. Скроцкий)教授)和有机化学教研室(教研室主任是波斯托夫斯基(И. Я. Постовский)教授)用电子順磁共振法共同进行有机原子团結构的研究．企图把原子团的反应特性与它的物理性質結合起来．打算安装两种装置：为研究在波的毫米范围內有机原子团共振綫超精細結构的装置和用原子核共振方法对物質进行同位素分析的装置． 利用ЭМ-3型电子显微鏡拟訂研究純鉄体結构的方法；研究晶体的形成和成长的过程；研究銅、鎳等磁化物薄膜的結构．研究出一种瞄准方法的方案，进行順磁性諧振綫的寬度及許多种互相作用粒子系統的性質的理論研究．

核輻射的精密能譜仪設計工作已于1958年在何間斯基領导下的由一組应屆毕业生完成．在閃爍技术以及快速作用电子計算机的基础上証明了創造完全自动化快速能譜仪的可能性．这个組設計并研究了64道振幅分析器． 利用轉換装置来测量被研究的信号振幅，先采用把振幅轉換为持續长度的方法，然后把持續长度轉換为一系列的脉冲，脉冲数与信号的振幅成正比．收到的情报保存在磁記忆装置里．利用譯碼装置和特殊的頻率发生器把按振幅分布的脉冲引到示波管的屏上．

大学生进行原子物理課实习时(領导人索洛維

也夫（Г. В. Соловьев)）有一架用原子核磁共振的方法测定原子核磁力矩的装置和用电子共振的方法測量电子磁力矩的装置．

（斯維尔德洛夫斯克） П. К.

經华譯自 Атомная энергия том 7 (1959) вып. 1, 78—79.

拉脫維亚的研究性反应堆

在拉脫維亚（在蕯拉斯比尔斯附近）正在为拉脫維亚苏維埃社会主义共和国科学院物理研究所建造一座功率約为 2000 瓩（見图 1）的 ИРТ 研究性反应堆．鉴于正在拉脫維亚发展着的应用放射性同位素方面的研究，以及原子核物理方面的研究，需要有一个强的中子源——原子核反应堆．曾作出了建堆的决定．反应堆計划在 1960 年建成．

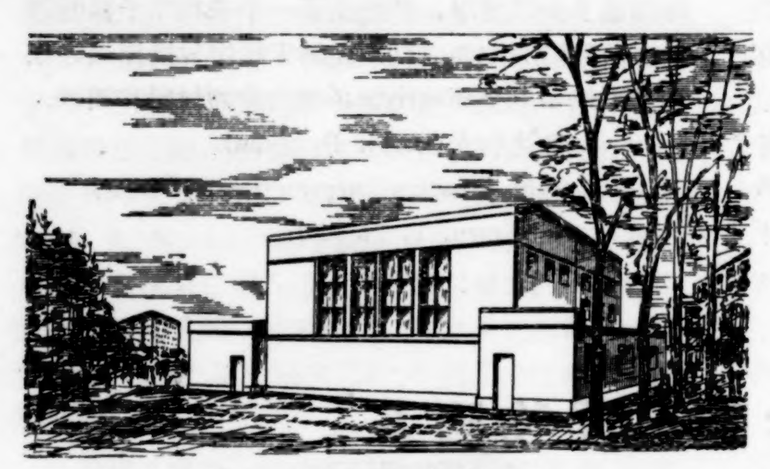


图 1 反应堆厂房（草案）外形

結构 ИРТ 反应堆是游泳池式反应堆（見图 2）．它用普通蒸餾水作减速剂和載热剂．反应堆水池是椭圆形（寬 2 米，长 4.5 米）的．活性区內装有 664 根棒形的加浓鈾释热元件（配成組件），周围并围有氧化鈹和石墨反射层．释热元件长 50 厘米，直径～1 厘米．活性区的冷却是强制式的，水流量为 400 立方米/小时．其中 300 立方米/小时是利用注入方法穿过活性区而排出的，而余下的 100 立方米/小时由循环水泵强迫抽走．第一迴路的水由热交换器冷却，池中的水溫不超过 40℃．

为了卸走用过的燃料元件和照射过的样品或是同位素块，在反应堆水池上連接有一斜的卸載管道，管道布置在混凝土防护层內．燃料元件由远距离提取．

防护和安全技术 反应堆是用 2 米厚的大密度混凝土层（从侧面）和 6 米厚的水层（从上面）作为生物防护层的．反应堆的排热迴路（包括反应堆水池）都是密封的，这样就消除了中央大厅被放射性沾污的危险．在反应堆中央大厅装有通风系統，排出的空气都要經过仔細的过滤．剂量工作組負责对放射性設备，房間以及工作人員的工作服等进行严格的检查．設有更換衣服的专門卫生通导間．在反应堆厂房周围划有卫生区，半径为 1 公里，建有专門的放射性废物貯藏庫，設有放射性废物埋藏的地方．

操縱保护系統 反应堆是由鎘棒来操纵的．有 7 根調节棒，其中 2 根是事故棒．当反应堆的功率超过額定功率的百分之二十时，当超过反应堆功率增长速度以及操纵保护系統中的电器綫路发生故障时，事故棒就进行工作．在自动控制系統中有一根事故棒．

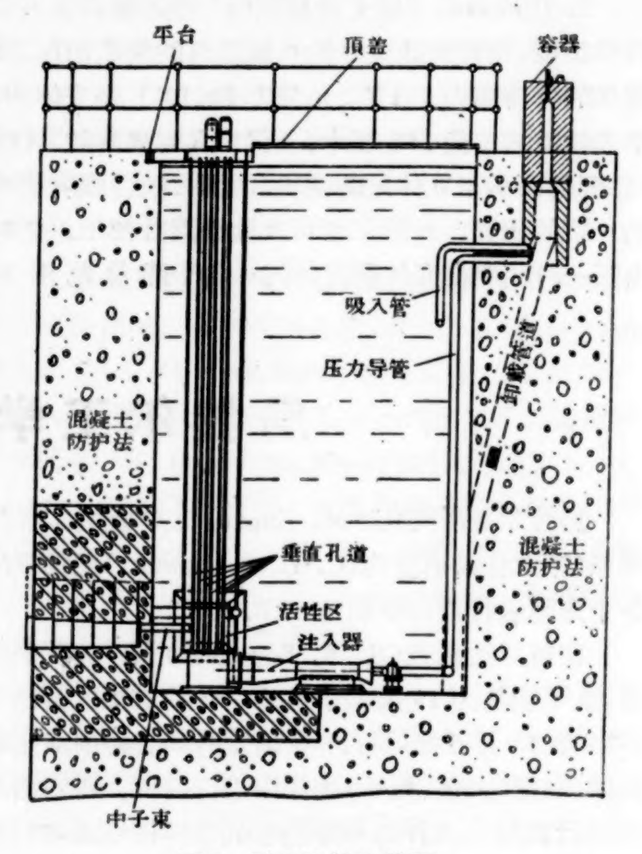


图 2 反应堆的纵截面

实驗設备 在反应堆中装置有 9 根水平中子束的引出装置，束的横截面为 80 厘米^2，中子的通量为 $5 \cdot 10^8$ 中子/厘米^{2}秒．为了生产放射性同位素和得到所需放射性强度的样品，装置有 7 根垂直孔道，其中 6 根穿过反射层，1 根穿过活性区中央．在中央实驗孔道中中子通量为 $1.2 \cdot 10^{13}$ 中子/厘米^{2}秒．

拟訂的研究工作　拉脫維亚科学家所要解决的問題范围是相当廣泛的．例如計划进行原子核能譜，中子物理和固体物理（包括輻射材料学方面的广泛的研究）的研究，将进行原子核衰变产物的化学研究和利用放射性同位素的化学反应的研究，同样也将进行有关中子和γ射綫对化学反应作用的研究．

生物和医学方面的研究占研究工作的相当大一部分．所得到的放射性同位素，特别是短寿命的放射性同位素将用来治疗和診断恶性肿瘤，巴塞杜氏病等．同样也将研究在肿瘤中注入吸收中子的物质情况下肿瘤受中子照射的各种不同的选择反应．計划用示踪原子和放射性同位素来进行一系列生物和生理研究，其中包括有机体中物质交換的研究、血液循环和有机体中各种不同部分中元素分布情况的研究．

从反应堆中制备的放射性同位素可以用来解决許多技术問題，特别是可以用来研究机器摩擦另件摩損时的技术問題．

参加反应堆上的科学研究工作的不仅有共和国科学院，还有国立拉脫維亚大学，里加工学院，农业科学院和农业部科学研究所．

为了在工作上进行协作，在拉脫維亚苏維埃社会主义共和国科学院的主席团下面成立了一个和平利用原子能学术委員会，参加委員会的有从事放射性同位素工作的共和国各个机关的代表．科学家艾斯托尼（Эстонии）和里脫維（Литвы）也将在反应堆上进行研究工作．

为了在堆上开展科学研究工作和放射性同位素工作，首先将由国立拉脫維亚大学物理数学系和里加工学院的化学系来培养专家．在大学物理数学系里建立了一門新专业——原子核物理．有一部分大学生在建造在脫比里西的原子反应堆上进行了实习．

里加工学院化学系在培养放射化学专家方面作出了显著的工作．学这門专业的学生将前往莫斯科和列宁格勒实驗室实习．为了培养具有較高水平的干部，計划派遣一部分科学工作者前往莫斯科、列宁格勒和其他城市有名的科学研究机关的研究班学习．

原子核反应堆的运轉将是拉脫維亚科学发展史上的重要阶段．

Ю. К.

譯自 Атомная энергия том 7 (1959) вып. 1, 79—80.

加拿大原子动力技术的发展

加拿大原子动力技术的发展，有它自己的独特之点：一方面，加拿大拥有丰富的电力資源，特别是水力資源，只要普通发电站的电力价格比原子能发电站的电力价格便宜的話（~0.6分/瓩小时），加拿大就可以不必忙于建造原子能发电站；另一方面，加拿大的科学家和工程师的力量，集中在建造以重水作減速剂、以天然鈾作燃料的这一种类型的动力反应堆．

据初步估計，二十五年以后，加拿大生产上所用的电力，将有十分之一取自原子能发电站[2]．在下列表格里列举了加拿大各种发电站的功率数．

在制定实驗研究計划时，考虑了用現有的装置对未来的动力反应的个别部件作广泛研究的可能性．第一个功率为100瓦的反应堆ZEEP远在1945年就巳投入运行，它是用来研究活性区构造的．此后不久，功率为4万瓩（初期功率为3万瓩）的反应堆NRX也在1947年达到了临界状态．1957年，一个新的、功率較大的研究性反应堆NRU[4]又开始运行（功率为20万瓩，中子通量为$3\cdot10^{14}$中子/厘米^{2}秒）．这个堆的結构是經过周密考虑的，能够用来做各种不同的实驗，所以这个反应堆就成为原子能发电站的建造者手中的得力的研究工具．

加拿大发电站功率表（百万瓩）

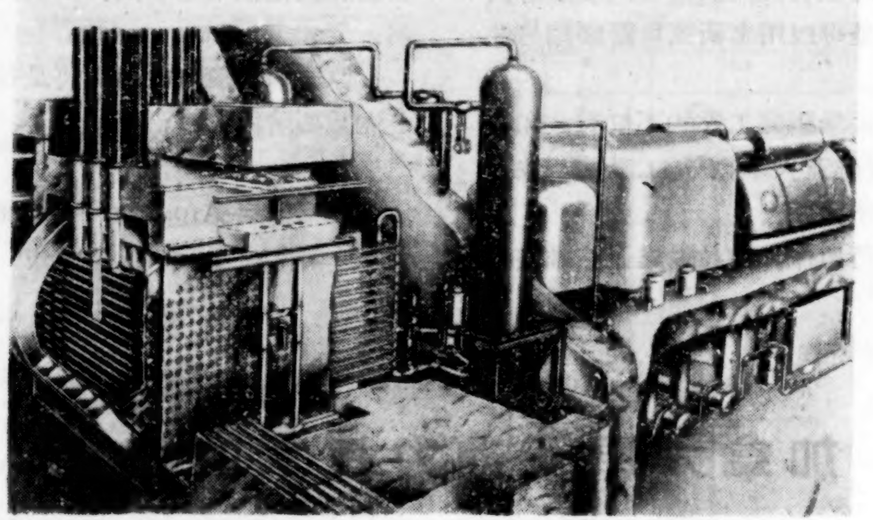
年　代	总功率	水力发电站功率	一般热力发电站功率	原子能发电站功率
1955	15	13	2	—
1960	20	17	3	—
1965	28	22	5.8	0.2
1970	40	29	10.4	0.6
1975	55	37	16	2
1980	76	49	21	6

尽管重水的价格很高，但由于能使核燃料达到很高燃耗深度，并能获得較高的比功率，因而弥补了成本高这一缺点而仍被采用．加拿大动力反应堆的特点是把燃料和載热剂与減速剂分开，于是，減速剂

就要处于将近一个大气压的压力下．此外，加拿大还建造了电功率为 2 万瓩的反应堆 NPD-1，这个堆开始建于1957年，在安大略省罗尔夫頓市附近，原設計准备把反应堆封在承压外壳內，可是在堆的建造过程中，发现用承压管道代替承压的外壳較为合宜，修改設計后的反应堆就改称为 NPD-2[5]．反应堆的活性区是由水平的鋯合金管組成的，管內装烧結的二氧化鈾和 70 个大气压的重水載热剂．反应堆的外壳是用鋁合金做成，內有一个大气压力下的減速剂，外壳的双层壁之間充以普通水，它既作反射层又作防护层．載热剂进入反应堆时的温度是 252℃，在堆內加热到 277℃，然后进入蒸汽发生器，在蒸汽发生器內产生压力为 30 个大气压干飽和蒸汽，这个发电站应在 1960 年对外輸电．

上述原理为加拿大建造两个大型的原子能发电站的反应堆結构打下了基础：一个是电功率为 7 万—30 万瓩的 HPTR 反应堆(見图)，一个是电功率为 20 万瓩的 CANDU反应堆．据估計，具有 CANDU 反应堆的电站造价为 6000 万美元[2]．計算証明，这个发电站在运行初期生产的电力价格为 0.578 分/瓩小时，因此这个发电站，完全能够和普通的发电站相竞爭．而且随着經驗的积累，制造释热元件及原子能发电站的运轉和修理的費用，无疑将逐步下降．

利用有机載热剂代替重水載热剂，可使原子能发电站的經济价值进一步提高．在第二次和平利用原子能国际会議上，加拿大提出的一个报告中，敍述了在加拿大研究这类反应堆的結果，在設計成的功率为15万瓩的反应堆之一所达到的电站效率为33%，其条件如下：載热剂应在2.8大气压下在活性区內加热到最高温度(反应堆入口温度为 296℃，出口温度为427℃)；有可能得到高参数的蒸汽(416℃，109 大气压)．这一类反应堆的特点是有很高的比功率值，(在所研究的方案中比功率值超过了 20 瓩/公斤鈾，5.4 瓩/升重水)．目前，加拿大每年可开采将近 16000 吨氧化鈾矿，而加拿大所开采的鈾絕大部分是供給美国原子能委員会使用的．到 1962 年終供貨总值将要达到 15 亿美元．加拿大的鈾矿蘊藏量在資本主义国家中占第一位，1958 年中勃莱恩德河区域內的 11 个矿場日产量总額达到 35000 吨鈾矿石．加拿大拥有自己炼鈾工业和生产释热元件的企业．1957 年 10 月在霍彼港 (Порт-Хоп) 第一个加拿大释热元件厂已經投入生产．在初期，这个厂生产未經加浓的金属鈾元件，将来，还計划生产加浓(二氧化鈾)鈾块，以及陶瓷释热元件．



HPTR 反应堆(装卸机器可以从相反的方向装卸燃料)

B. A.

譯自 Атомная энергия том 7 (1959) вып. 1, 80—82.

参 考 文 献

[1] W. Lewis: Canada's Steps Towards Nuclear Power. Доклад № 183, представленный Канадой на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).

[2] The Canadian Study for a Full-Scale Nuclear Power Plant, AECL-557 (1958).

[3] H. Smith: A Study of a Full-Scale Uranium-Heavy Water Nuclear Power Plant. Доклад № 208, представленный Канадой на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).

[4] W. Boyd, F. Gilbert, G. Laurence, I. MacKay: The NRU Reactor. Доклад № 211, представленный Канадой на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).

[5] I. MacKay: The Canadian NPD-2 Nuclear Power

Station. Доклад № 209, представленный Канадой на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).

[6] M. McNelly: A Heavy Water Moderated Power Reactor Employing an Organic Coolant. Доклад № 210, представленный Канадой на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).

[7] Canad. Mining and Metallurg. Bull., 51, No. 557, 548 (1958).

[8] *Nucleonics*, 15, No. 11, 25 (1957).

由于未控制临界質量的形成而造成的不幸事故

在原子能技术中正如其他技术部門一样，不遵守安全技术規程就可能导致严重的有时則是慘痛的后果. 1958 年底发生的两次不幸伤亡事故可做为例子. 一次发生在南斯拉夫（基德里奇原子核物理研究所），另一次发生在美国(洛斯阿拉莫斯科学实驗室).

基德里奇原子核物理研究所的不幸事故发生在 1958 年 10 月 15 日[1,2]. 在研究所里进行着临界装置的实驗(图 1). 該装置是用来获得有关鈾重水柵格数据的.

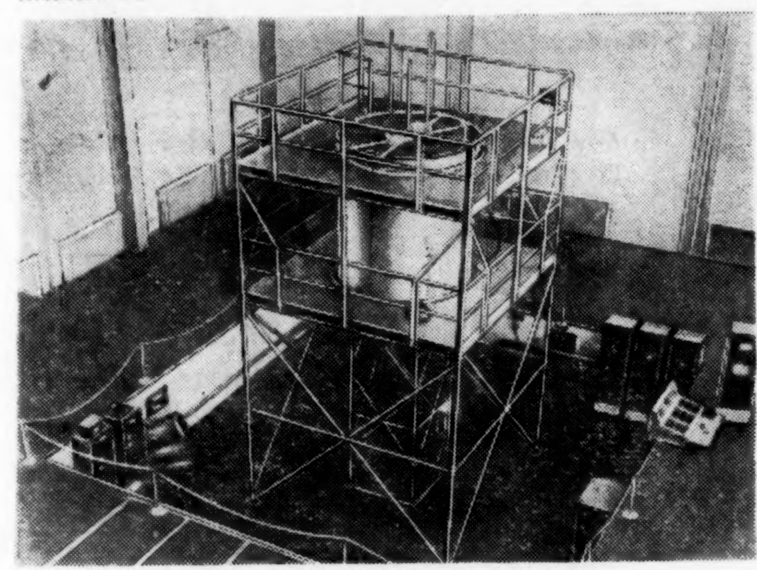


图 1 基德里奇原子核物理研究所临界装置的全貌

所采用的临界装置的主要数据如下:

内径,厘米	199.9
高度,厘米	230
天然鈾的装載量,公斤	3995
鋁売内鈾棒直径,厘米	2.5
減速剂的临界水位(22℃ 时),厘米	177.6±1
減速剂容积,米^3	6.36

临界装置靠改变減速剂水位及两根鎘棒（直径 3 厘米,长 50 厘米)来調整. 減速剂水位用水表面和水位測量計之間的电接触法来改变，其准确度在 0.2 毫米以下. 用三个布置在临界装置水箱四周的計数管測量中子流. 事故安全設备由两个事故棒、棒的事故降落扳鈕、接至音响信号設备的中子計数管和自动停止电路等所組成. 棒由电磁鉄支持住，而电磁鉄則会因事故降落扳鈕而动作，它有单独的传动装置.

接近临界状态时使用了中子源，把它放置在装置的中心綫上.

发生不幸事故的原因是缺少一个联动系統以及計数管和自动停止的电路是断开的（記录輻射的設备和棒降落的設备沒有設計成一个与临界装置功率上升联动系統). 在这些条件下充注在临界装置内的重水水位升高是不在控制范围之内的. 系統开始大大地超临界，因而发生了临界装置功率上升的过程. 这一点只由于工作人員聞到房間内有臭氧的气味才被发現.

由于中子流急剧地增长，有八个靠近反应堆的工作人員受到較大的中子照射剂量(图 2). 为了測定受伤者們受的照射剂量,測量了临界装置:

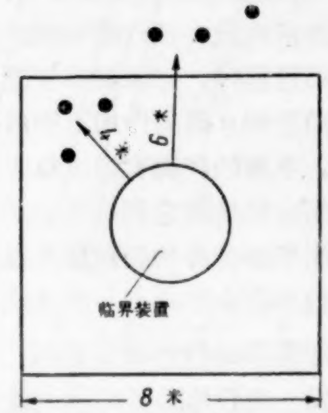


图 2 临界装置功率上升时工作人員所在位置(以黑点表示). 两个在图上未示出的工作人員，那时离临界装置較远，但也同样受到超过允許的中子照射剂量.

功率上升时受伤者身旁的金制和銅制物品的感应放射性.

測量証明，工作人員所在处光是热中子积分通量就平均达 $2.2\cdot10^{11}$ 中子/厘米^2．由此測出了反应堆在次临界时产生的能量为 $8\cdot10^7$ 瓦·秒．这个数字与装置功率提高結果所产生的裂变产物的放射性衰变测量結果相符．

进一步的計算証明，受伤者受到能量高于1兆电子伏的中子对整个身体的平均照射剂量为116生物伦琴当量，受到能量从1兆电子伏到热能的中子的平均照射剂量为49生物伦琴当量．这样，中子照射的总平均剂量为388生物伦琴当量．必須再指出，某些当时朝着临界装置的組織与器官所受的局部中子照射剂量达850生物伦琴当量，照射深度达10厘米．

根据以前进行的在临界装置房間內γ輻射强度的测定实驗数据，确定在临界装置功率上升时工作人員受到的γ輻射剂量为400伦琴．如設γ射綫平均能量为3兆电子伏，則整个机体的γ照射剂量(亦以生物伦琴当量計)为295生物伦琴当量．这样一来，中子照射和γ照射总的平均剂量为683生物伦琴当量．由于受伤者与临界装置間所处的距离不同，各个工作人員所得的剂量之差为±15%．

受伤者在研究所內曾施行过急救，其中一人一个月后死亡，两个受到剂量較小的在貝尔格萊德治疗，其余的人在巴黎治疗[1]．

洛斯阿拉莫斯科学实驗室的不幸事故发生在1958年12月30日在一个車間里．該車間进行着提取鈈的操作后所留下的废料的淨化和浓集[3,4]．这样的溶液每升一般含0.1克/升鈈和微量鎇．鈈和鎇用正磷酸三丁酯作阶梯式萃取而分析出．然后反萃取成水相，最后水相被蒸发浓集．每立升含几克鈈的最后溶液回送去进行較初期的提取．

进行这些过程时，正磷酸三丁酯发生水解作用并在热量、硝酸和α輻射作用下形成磷酸一丁酯和磷酸二丁酯，水解的产物有組成稳定鈈复合物的傾向，因此必須定期地把它們从萃取混合液中分离出来．被分离出来的含鈈的硬顆粒經过过滤后被一份份地送到其他車間去作进一步的处理．

对事故起因所进行的研究說明：在正常操作过程中需一小份一小份地分开的含大量鈈的沉积物这一次从两个容器倒到一个大容器內，这个容器就盛有稀释的水溶液和有机溶液．从这个容器內分出大部分水溶液后，数量为150升的剩余溶液被抽送到由不銹鋼制成的大桶中，就在此桶中形成了临界质量(图3)．在桶內已有300升水-有机乳浊液(由氫氧化鈉稳定)，再往該桶倒49升用来洗去制造溶剂的容器底部硬残渣的浓硝酸．

这样，在事故发生之前，桶中盛有含40克鈈的

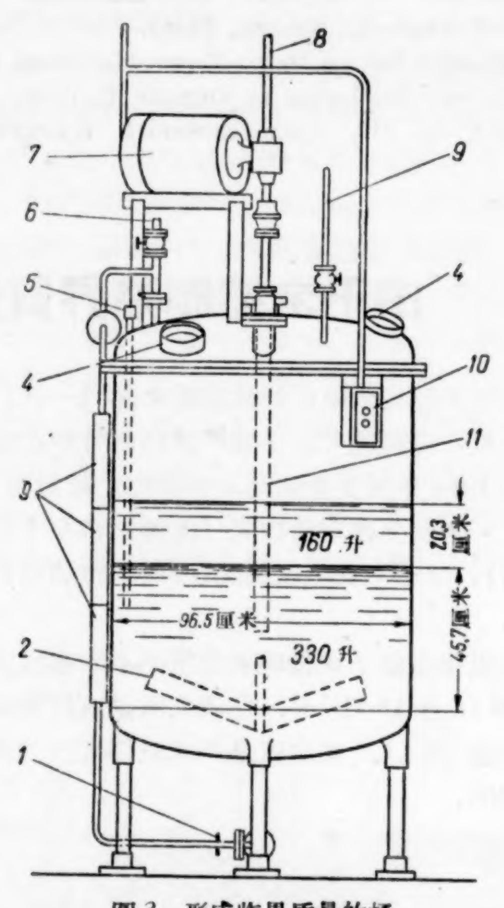


图3　形成临界质量的桶

1—带手动操纵閥門的溶液供給管道；2—攪拌器叶片；3—观察管筒；4—窺視孔；5—溫度計；6—带閥門的管道；7—攪拌器的馬达；8—真空管；9—供水；10—攪拌器发动机接通断开按鈕；11—隔板．

水溶液330升，其上部为含3.27公斤鈈的溶剂层，容量为160升．含60克鈈的硬顆粒在水相和有机相中以悬浮状态存在．以后計算过，含鈈20克/升、厚20.32厘米的那一层处于弱次临界状态(該层的临界厚度为20.95厘米)．

操縱員接通攪拌器馬达时，通过蓋上的窺視孔观察过程，发現了浅蓝色閃光(契連柯夫輻射)．由于閃光的結果，桶从原来位置移动了一厘米．操縱員立即停止了馬达，然后又开动了馬达，跑过来的两个操縱員再次停了馬达．超临界质量由以下原因而行成，即攪拌器工作时，桶內的有机溶剂层沿边緣上升了10毫米，因而相应地增加了系統的有效半径12.7毫米．

測定分离出来的鈈核为 $1.5\cdot10^{17}$ 个．同样还发現离形成了临界质量的桶为55米范围內的物体都产生了感应放射性．

由于发生这次事故，一个受到12000生物伦琴当量照射剂量的操縱員在三十六小时后死亡．在其

余两个分别受到134生物伦琴当量和53生物伦琴当量剂量的操纵員身上发現了射綫病的典型征象.

事故原因調查委員会肯定，这次事故是由于已死亡的操纵員的誤操作而发生的，該操纵員沒有一份份地处理溶液，而是一下子处理了所有的溶液.

最后应当指出，这已經是洛斯阿拉莫斯实驗室因受到过量照射而造成的第三次死亡事故了.

Г. Ф.

譯自 Атомная энергия том 7 (1959) вып. 1, 82—84.

参考文献

[1] *Nucleonics*, 17, № 2, 28 (1959).
[2] *Nucleonics*, 17, № 4, 106 (1959).
[3] *Nucleonics*, 17, № 2, 21 (1959).
[4] *Nucleonics*, 17, № 4, 107 (1959).

高能电子同步加速器

还在不久以前，高能电子加速器远远落后于質子加速器发展的速度．其原因在于：第一，在核反应中利用核子是最好的，因其作用常数和电子相比要大一百倍；第二，主要由于要补偿很快地增长着的輻射損失，高能电子加速器在技术上存在巨大的困难.

但是，近年来曾經闡明：作用常数小的缺点完全可以由在电子同步加速器中获得較强的粒子流以及实驗結果的解释較为簡单来得到补償.

在电子同步加速器上可以作一系列原子核物理方面甚感兴趣的实驗．这些实驗是：

а) 在寬能量范围内的 π 介子和 μ 介子的光致产生；

б) 可弄清楚电动力学中某些原則問題的高能 γ 量子在氫上之康普頓散射；

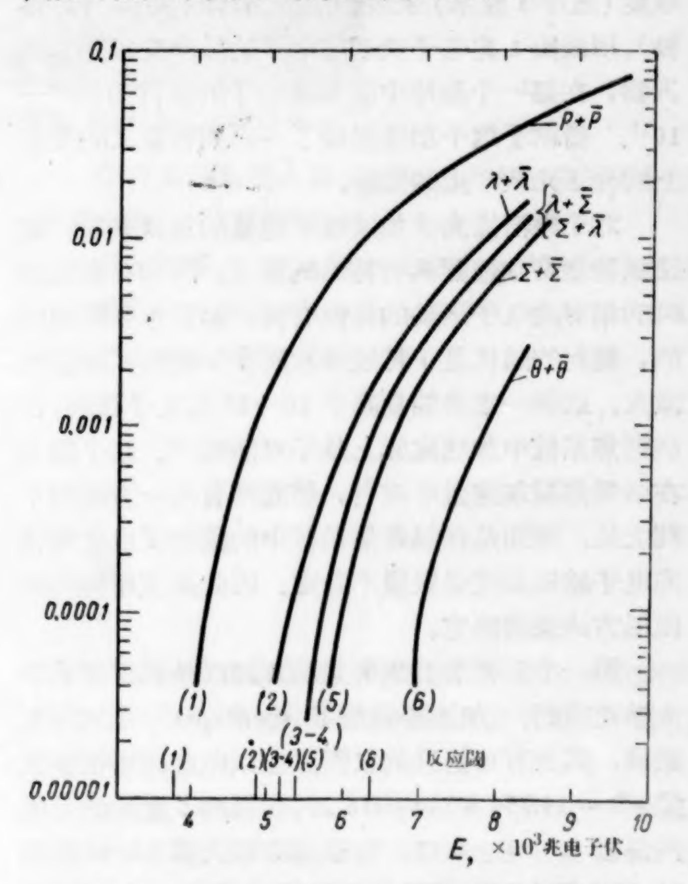
в) 核的光分裂；

г) 可探索核子結构的 γ 射綫和电子的核散射.

当把电子或 γ 量子的能量提高到几十亿电子伏时，重粒子对及介子的多次产生便是可能的．实际上，利用 γ 量子时对的产生閾要比利用質子时低．为明瞭起見在图上列出重粒子对的相对产額和能量的关系[1].

近年来曾經指出：即使考虑到輻射，在技术上仍然可用适当的参数設計能量达一百亿电子伏(10Бэв)的电子同步加速器.

当建造大的电子同步加速器时，应該考虑是选择弱聚焦型的还是强聚焦型的．在現代亦可将弱聚焦型系統很好地加工，以便在当磁鉄系統各参量較松的公差时得到相当大的被加速电子流．但是这种聚焦方式有其重大的缺点，即当提高粒子的最終能量时，电磁鉄的饋电功率、重量、大小以及由此而成本都猛烈地增长．然而在低能量或中等能量时（到10—15亿电子伏），磁鉄的饋电功率不太大(淨值)．由于磁鉄的制作簡单，在一系列情况下弱聚焦系統是較好的．此外，弱聚焦的优点在于具有电子感应加速器式振盪的正輻射阻尼．这种情况可以显著地減輕对磁鉄系統及工作眞空度的要求.



重粒子对的相对产額和电子最大能量的函数关系

如上列举的理由，可以解释这样的事实：目前除設計和建造强聚焦型的加速器外，在10—15亿电子伏能量的同步加速器是弱聚焦型的.

不久前，报导了意大利国立原子核物理实驗室的10亿电子伏同步加速器运轉的消息[2]（在福拉斯卡地 Фраскати)．同步加速器用来作 π 介子物理实

驗及产生奇异粒子（閾附近 K 介子和超子的光致产生、π 介子的多次产生等等）.

1958 年 12 月当电子注入器（2.5 兆电子伏特的靜电加速器）开动时曾經进行了第一次运轉的尝試. 在这一阶段当仅仅利用两个加速縫隙当中的一个时能量达 300 兆电子伏，1959 年 2 月达到了最大能量 10 亿电子伏，此后便接通了第二个加速縫隙. 今后，从磁鉄方面看希望将电子能量提高到 12 亿电子伏.

在一微秒的时間內注入 3 毫安的电流到同步加速器的眞空室中. 当重复頻率为 20 循环/秒时，預先測得 γ 射綫束最大强度每一分鉀为 $8 \cdot 10^{10}$ 个等效量子.

现在运轉着的弱聚焦大型同步加速器是加利福尼亚工学院 14 亿电子伏的同步加速器（Пасадею 美国）. 这个加速器是按"倍瓦加速器"（在美国伯克里的 63 亿电子伏的大型同步稳相加速器）的磁鉄模型为基础（1:4 的比例）建造的. 用組成电磁鉄的鉄片厚度（近乎 1 厘米）来限制加速循环的頻率（1/每秒），用放出 1 兆电子伏动能电子的脉冲变压器为注入器，在每一个脉冲中被加速粒子的数目为 10^{10}—10^{11}. 借助于这个加速器做了一系列有意义的在氫上的介子光致产生的实驗.

对于継續提高被加速电子能量的远景来說，建造强聚焦型加速器具有特殊的意义. 这和存在輻射时的相对論电子运动的特性有关. 如近年来所闡明的，輻射的随机量子特性导致同步加速器式振盪的激发. 这样一来当能量高于 10—15 亿电子伏时，在弱聚焦系統中加速实际上是不可能的[3]. 这个困难在强聚焦型加速器中沒有，然而却有另一方面的不利之处. 特别是在强聚焦系統中的輻射反应使得径向电子感应加速器振盪不稳定. 因此必須用特别的阻尼方法来消除它.

第一个运轉着的强聚焦型加速器是美国康納尔大学建造的. 加速器采用了 «рейстрек» 型的四极磁鉄，其上有可拆开的极面底座以保証磁場指数数值 $n^+ = 14.75$，$n^- = -16.25$，在寬約 5 厘米的范围內偏差 $\Delta n = \pm 0.25$，当磁場在最大値 13200 高斯时，被加速电子的能量应該达到 15 亿电子伏. 磁鉄由 30 赫芝的正弦电流激发. 由于加速时間小，可允許不用阻尼系統. 不太重的磁鉄（20 吨）和不太大的縫隙可以利用 300 兆电子伏同步加速器的現成供电系統. 用脉冲电流約为 100 毫安（今后希望提高入射电流到 1 安培）的范德格喇夫靜电加速器作注入器. 最大强度为每一脉冲中 10^9 电子，尙希望再增加 1—2 个数量級.

现代最大的电子同步加速器是嘛省工学院（美国剑桥）的强聚焦加速器，其能量为 60 亿电子伏[1]. 这个装置的建造对射頻系統提出了极严格的要求，因为它应該补偿在加速循环末尾約为 5.7 兆电子伏/每圈的輻射損失. 这是由构成有效加速場振幅为 $8 \cdot 10^6$ 伏的 16 个諧振器来保証的.

很大的倍数值（$g = 352$）可以利用加速电压短波长（$\lambda = 0.5$ 米）的优点是这个加速器的特点，因而，利用不大的諧振腔也是这个加速器的特点. 在加速循环末尾在腔中損耗的和粒子束輻射掉的总功率为455瓩. 循环重复頻率为15赫芝，并且在繞組及磁鉄中損耗掉的总功率約为 750 瓩. 磁鉄总重量为 230 吨，軌道半径为 20 米. 磁鉄系統的周期元件由磁場絕对指数值 $n = 89.5$ 的双聚焦和双散焦磁鉄构成. 这样的元件結构（称之为 фофдод）具有一些与微扰有关的較大的稳定性，并对注入較方便. n 值比較高就可选择眞空室的截面（12.6×3.8 厘米）不太大的装置. 以工作頻率为 2855 兆赫芝能量为 40 兆电子伏的直綫加速器作为注入器. 希望实现每一圈注入 $8 \cdot 10^{11}$ 个电子（在～1 微秒的脉冲中注入器的电流为 0.25 安培）.

磁鉄的基本参数的选择必須弄清径向振盪的阻尼. 看来，阻尼将由放在磁鉄系院中的有相反方向磁場的磁鉄来实现.

引起建造高能同步加速器越来越大的兴趣亦可由关于日本新設計 14 亿电子伏和德国新設計 75 亿电子伏（西德，汉堡）的报导中得到証明[4].

И. Д., А. Л.

旭輝譯自 Атомная энергия том 7 (1959) вып. 1, 84—86.

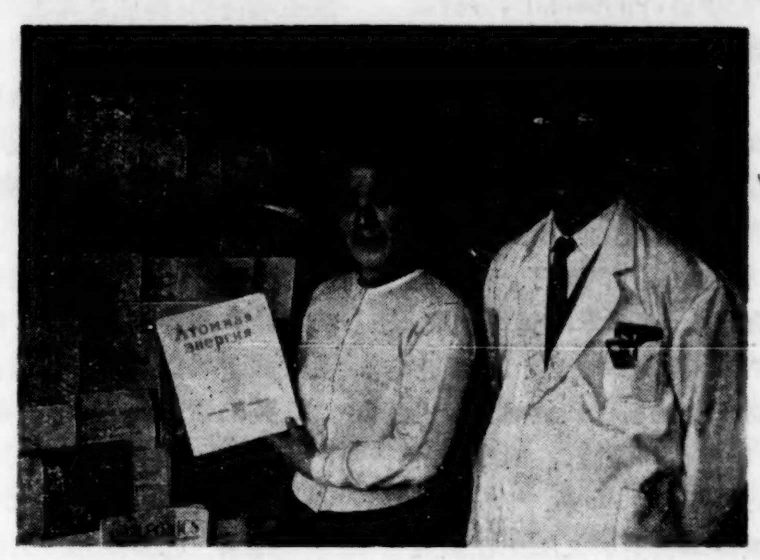
参 考 文 献

[1] M. Livingston: CERN Symposium, 1, 439 (1956).
[2] A. Alberigi et al: *Nuovo Cimento*, XI, N. 2, 311 (1959).
[3] А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев: Ускорители элементарных частиц. Приложение № 4 к журналу «Атомная энергия», 1957, стр. 31.
[4] *Nucl. Engng*, 4, № 37, 157 (1959).

东京一所培养从事放射性同位素工作的实驗員的学校

两年期間里，东京建立了一所学校，它主要是为工业、医学、农业和科学研究工作培养一批从事放射性同位素应用工作的实驗員．大多数毕业生被分配到东京物理及化学研究所工作，也有分配到离东京約一百公里的土芥鎮（Токай）——原子核研究的中心所在地。

学員在校学习期限为六个月，这所总共只有三十人的学校，却有不少最新的作应用放射性同位素的研究工作用的物理和化学实驗室．差不多所有的实驗仪器都是日本工厂自己制造的．学校的图书館，訂有世界各国出版的有关原子核物理和原子动力方面的期刊，其中也包括苏联出版的刊物（見图），图书館还藏有好几千册书籍．



在学校的图书館里：校长矢井滨田（右边）和图书管理員

学校里的教学人員，主要是由东京物理及化学研究所的科学工作者担任。

巴尔希季戈（В. Пархитько）本刊特約通訊員

譯自 Атомная энергия том 7 (1959) вып. 1, 86—87.

簡 訊

苏联 联合原子核研究所設計了一种12道磁偶譜仪．它可以测量能量范围从 20 到 600 兆电子伏的γ量子譜．为了在最大磁場强度为 18000 奥斯特的磁极之間六厘米的間隙內建立磁場，采用了 СП-56型的电磁鉄．在譜仪中采用了高气体放大系数的正比計数器，其中仅充以压力为 160—200 毫米水銀柱的二甲氧基甲烷 $CH_2(OCH_3)_2$ 蒸汽（通常用作猝熄剂）．計数器的工作电压为 1600—2000 伏，有效死寂时間小于 10^{-7} 秒．当分辨时間为 $5\cdot10^{-7}$ 秒的符合綫路工作时，对相对論电离粒子計数器的效率达 98%．由于計数器气体內电子的漂移，脉冲延迟小于 10^{-7} 秒．計数器輸出端的脉冲高度达 1 伏．预計譜仪可以检查单个部件的工作．譜仪可用来研究同步迴旋加速器上所形成的中性π介子衰变产生的γ射綫。

苏联 国立莫斯科大学物理系研究出一种测量冲击波在冲击管內以～3 公里/秒的速度散播的流内气体热电离系数的方法．利用空腔諧振器在 10 厘米的波长上测量．所研究的沒有破坏气体动力特性的电离气体流沿着圓柱形高頻諧振器的軸通过．当气体通过时，根据諧振器质量因数的变化和諧振频率的位移，可以直接观測电离过程和进行数量的測定．与冲击波速度有关的記录电离过程的持續时間为 ～200 微秒．由于該方法可以测量所研究过程的

若干点上(10—15)精确度为~10%的电离系数，因而可以测定电离脉冲的持續时間及前沿和后沿的梯度.

苏联 拟制了一种最小道寬为1微秒的112道时間分析器. 分析器在一次循环过程中可以記录若干脉冲. 在分析器上采用了符合綫路的矩陣形配置原理，矩陣形符合綫路不仅延迟飞出的脉冲，而且延迟应記录的脉冲. 只有当机械計数器在动作时間內,在一个道上引入两个記录脉冲的情况下,分析器才能通过. 在各个道上脉冲記录可以完全独立的进行.

苏联 制造了一种高效率的硼計数管. 計数管充以压力为700毫米水銀柱的BF_3气体，同时BF_3加浓了88%的B^{10}同位素. 計数管的阴极是直径为25毫米和长度为400毫米不銹鋼作的管子，管子的內表面磨光. 其阳极由直径为50微米的鎢絲作成. 前端由厚为1毫米以下的无硼玻璃做成薄窗形状，后端是带玻璃絕緣器小孔的科伐鉄鎳鈷合金凸緣,玻璃絕緣器装有保护环和拉緊装置. 对平行的热中子束来說,計数器的效率接近100%.

苏联 中央木材机械加工科学研究所正在研究放射性射綫对木材、木制物质、胶质和胶合剂的作用.

穿透輻射的作用使木材的性質发生各种不同变化,如顏色、机械强度和吸湿能力等.

根据这些数据可以制造与天然木材性质相比具有更优質的木制物质.

苏联 国立烏茲別克大学正在研究Co^{60}对棉花生理过程的影响,其中包括种子的发芽. 实驗証明了γ射綫对种子的效应. 在放射性照射的作用下,为提高棉花收获量而作的部分实驗是在撒馬尔汗区集体农庄的田地上进行的.

苏联 1959年6月底在紐約开幕的苏联展覽館的大部分展品显示了苏联和平利用原子能方面的科学成就. 展出的展品和展覽台向观众作了以下介紹:研究原子核物理方面用的仪表和方法、运轉的和建造的原子能发电站模型、“列宁”号原子破冰船的模型和放射性同位素在工业和医学上的应用.

(МАГАТЭ)国际原子能事业局 1958年12月事业局出版了第一部詳細的使用放射性同位素的手册，并通过了实行决議的实施：即低功率和中等功率的动力反应堆的工艺学和經济学的資料編纂工作和发展落后国家在原子核动力方面所需的資料編纂工作. 事业局和特里也斯特(Триест)大学签訂了研究探测快中子用的新的方法的合同，并审查了事业局第一屆大会关于在海中貯存放射性废物的結論.

国际原子能事业局 在1959年3月前各国向事业局提出了关于授予专門学校約200个奖学金名額和席位的建議. 此外事业局为此打算拨出自己一部分基金款額. 在同一时間內各国向事业局提出了400多个席位的要求书.

英国 在烏因夫利特赫特建造的高溫实驗性反应堆“絕頂”将用来研究反应堆的中子平衡、确定控制棒(英国大型高溫反应堆用的)的最佳結构. 研究反应堆材料(特别是含其他物质的氧化鈹)和迴路放射性的共同性的問題.

英国 为了研究气冷反应堆，在溫茨盖尔将建造一个零功率的高溫反应堆(HERO). 該反应堆上还将增加另外建造的AGR型高溫反应堆上的工作. 估計1961年建成.

HERO反应堆的热功率只是几个瓩，石墨砌体的直径和高度为5.8米. 砌体的結构可以拆卸和重新安装. 氧化鈾燃料将放在鈹外壳內.

英国 “Тьюб инвестменс лимитед”公司已制造了一个內径7.62毫米、壁厚1.02毫米的弯曲鈹管,管子的弯曲半径为127毫米.

英国 巴罗造船厂开始了关于建造第一个“德列特諾烏特”(Дредноут)原子潛水艇艇身的准备工作.

英国 制造了一种用电子束来加热和焊接的焊接装置. 电子枪的鎢絲所放出的电子束用靜电或者电磁法来聚焦. 所需的加热要以輝点大小的正确选择来保証. 焊接的零件固接在旋轉台上，焊接表面的直径可达152毫米. 在眞空度为-10^{-4}毫米水銀柱时进行焊接. 以电流110毫安、电压20千伏的高压电源来保証給焊接装置供电. 装置便于焊接氧化作用破坏的純金属. 該装置也用来焊接原子核反应堆释热元件棒的端点.

英国 根据国立伯魯克海文实驗室报导，反应堆上中子对金刚石的照射可改变其顏色. 仅仅可以用于工业上的黄色或褐色金刚石，經过中子照射以后会变成有用的珠宝.

德意志民主共和国 “卡尔朵依斯”(Карл Цейс)工厂研究出一种以电子束襲击来对石英、鍺和其他物质切割及鉆孔的方法. 根据这个原理所构成的装置,其外部好象电子显微鏡,在电压100千伏和电流10毫安的情况下工作. 利用程序选定装置来控制电子束. 电子束可以在直径为7微米的平面上聚焦. 利用这一装置切割材料并不損坏物质的晶体結构,而且实际上也无机械缺陷.

西班牙 原子能委員会主席声明，在流入塔霍

河的阿里别尔恰河河岸上即将建造中能中子的动力反应堆．这个反应堆的电功率是 20,000—30,000 瓩．反应堆預計 1962 年开动，該反应堆一半多的材料将在西班牙制造．

目前西班牙在孟克洛（馬德里附近）的实驗性反应堆正在运轉．1959 年中期将投入生产的炼鈾厂（在科尔多瓦和哈安省界附近的安都哈尔地方）现在已經建成．該工厂用来提炼西班牙科尔多瓦、哈安、卡塞雷斯、巴达霍斯、薩拉芒卡和托勒多諸省的鈾矿所制取出的鈾．在韦斯卡（在彼達尼省）附近生产重水的工厂已投入生产．原子能委員会的主席又声明，西班牙即将完成本国原子能計划的第二部分，旨在在塔霍河的平原上建造大型的原子能工业反应堆．这一反应堆可能在五一六年內建成．大概反应堆将在美国购买．

西班牙　功率为 570 兆电子伏的原子能发电站的設計工作已經結束．功率 22 万瓩的发电站的第一部分工序应在 1965 年完工．

美国　根据电站公司主席的声明，在印第安区建造的火力蒸汽过热原子能发电站不可能在預定日期（1960 年 10 月）前建成，到 1961 年 3 月建成是比較現实的．建成发电站的成本未列入計划預算：其成本从 55 万美元增加到 100 万美元．

美国　"西屋电气"公司正在研究一种直接在原子核反应堆上把热能变成电能的方法．可能将采用不同的氧化物作为热电偶．

看来，热电偶将是一个含有核燃料的、并套在外壳內的板，板两面是由两个不同热电的材料制成．这些材料可以在 2760°C 下工作．由于热的作用才产生电位差．估計这个反应堆的效率是最初时的 ~5%．

美国　洛斯阿拉莫斯科学实驗室研究出一种新的发生器——等离子热电偶，它可以把反应堆上产生的热能直接变为电能．

为了这样轉变，在实驗时曾采用了不大的热电偶．热电偶上用金属作的一个可以用气体代替．热电偶好象一个空瓶，一面敞开并充以气态銫（等离子体）．直径 6.4 毫米、长度 1.92 毫米的加浓鈾作的，并悬掛在这个轉换器中心的鈾棒作为能源．所有的設备放在反应堆的活性区內．冲洗轉换器外壳的載热剂降低了銫等离子体的温度，在 12 小时內等离子热电偶以电流給真空管供电．

推测，这个发生器可以是等离子反应堆动力装置的原型．等离子热电偶也可以用于人造地球卫星和洲际导弹上．

美国　"巴布克-烏衣柯克"公司正在研究把反应堆上的載热剂作成石墨粉末与气体（CO_2, He 或 N）的混合剂形状．制备这个高溫載热剂可以大大减少反应堆部件的尺寸．

美国　俄亥俄州大学正制备含 48% 鈮、49% 鋯和 3% 鈦的热强輕合金．合金能耐高溫到 1000°C．

美国　矿务局研究出把过去是脆性的釔制备成塑性釔的方法．制备釔的过程与制备塑性鈦和鋯的克罗里（Кролль）过程相似．氧是引起脆性的主要成分，其含量在塑性釔中不得超过 0.02%．

美国　排水量为 2 万 1 千吨的第一个原子商船"薩凡納"，估計 1959 年 7 月中旬下水．不增加备用燃料，商船可以通行 10 万英里．

美国　在新港正在建造第一个"进取"号原子航空母艦．目前正在航空母艦上安装 8 个反应堆的防护层．預計 1960 年 6 月下水．

美国　"鯊魚"号潛水艇将要下水．在潛水艇上将安装压力水反应堆，这一反应堆与安装在"鸚鵡螺"号和"鰩魚"号原子潛水艇上的反应堆相似．"鯊魚"号潛水艇用来运輸和发射导弹．

美国　原子能委員会关于建造原子飞机上反应堆的工作向代表大会提出 1960 年的財經費为 6870 万美元（与去年財經費相比增加了 16 万美元）．建造火箭上原子发动机工作的經費为 2590 万美元（增加了 307 万 5 千美元），而寻找地球卫星能源的工作經費为 1210 万美元（增加了 506 万 5 千美元）．

美国　1958 年鈾矿的开采量增加了将近 50%，大約是 500 万吨．鈾精品的生产量与1957年10,000 吨和 1956 年 6000 吨相比，一年內已增加到 14000 吨．与 1957 年底日夜生产量为 10,000 吨矿石的14 个工厂相比，1958 年底 20 个鈾工厂每日总生产量为 16,200 吨矿石．新的工厂大致已建造在新墨西哥州的阿姆布罗吉亚列依克（Амброзия-Лейк）地区．

美国　"通用电气"公司在斯克內克塔迪（紐約州）建造了一个实驗室，用来研究輻射对工业設备（电动机、变压器、电子器械、水力設备和其他等）、材料等的影响．实驗室內有放射性强度为 10,000 居里的 γ 射綫源，能量为 1 兆电子伏的电子加速器和能量为 1 兆电子伏的氘核加速器．γ 射綫（Co^{60}）源放在井深大于 7 米的水层下的金属吊筐內．在密封室內进行照射，为此金属筐自动提升到井的上部．与源和被照射物体之間的距离有关，γ 射綫源可以获得从 90,000 到 2000 伦琴/小时的放射性强度．估計，电子加速器可以保証剂量率为 ~10^{11} 伦琴/小

时，并用来研究有机物质．当使用铍靶时，氘核加速器可以获得約为 10^{11} 厘米$^{-2}$、秒$^{-1}$的中子强度．实驗室的成本为 150 万美圓．

美国 病理学教授烏運(哈佛大学)提出了两万人仔細調查的廿年工作規划(实現这一規划需要 30 万美元)，以便查明射綫在癌病和縮短人命的其他病中的作用．

建議考虑本底輻射以及由于核武器試驗而产生的放射性沉积物和伦琴射綫等．預計在放射性数量极不相同的地区进行調查．烏運教授把含有高本底放射性的科罗拉多高原和本底放射性不大的太平洋沿岸一带列入这种地区．

有机体遭到破坏和射綫剂量是否有着直接关系，或者是否有閾値存在(低于它就无害)，这些調查問題就是規划的一部分任务．

美国 拟制了一种紅外射綫探測器，用来寻找波长寬度范围內的强度为 $5\cdot10^{11}$ 瓦的热輻射．探測器根据光导电性現象的原理来动作．采用含金的鍺作为灵敏元件．由于十分灵敏和快速动作(探測器动作的速度約为同一原理工作的其他探測器的十倍)，探測器可以找到很小的和很快的溫度起伏，并可以用于各种不同的科学和工业技术部門．

德意志联邦共和国 西德公司和瑞士公司将共同在尤里赫(比利时国境附近)建造球状释热元件的动力反应堆(这一反应堆在第二次日內瓦国际会議上曾介紹过)．

預計这一反应堆将在两年內建成．

德意志联邦共和国 預計德意志联邦共和国第一个原子船将在 1963 年下水．这个船是运油船，排水量为 2 万吨，发动机的軸功率为 10,000 馬力．

德意志联邦共和国 “克虏伯”公司生产了一种新的释热元件防护壳的鋯合金，它具有高度的耐蝕性．鋯合金是由鋯、錫(1.2—1.7%)、鉄(0.07—0.20%)、鉻(0.05—0.15%)和鎳(0.03—0.08%)制成．合金允許含 0.07% 以下的氮．

南朝鮮 在汉城南 27 公里处将建造功率为100瓩的实驗性均匀反应堆．美国的一个公司将指导建造工作．

南非联邦 国立物理科学研究实驗室(比勒陀利亚)已經开动了国內第一个加速器．磁鉄的重量为 70.9 吨，繞組重量为 7.5 吨．有 432 个綫圈的繞組由水孔为 10 毫米的、大小为 22×28 毫米的鋁母綫制成．极的直径为 112 厘米．在加速器上可以获得能量为 15 兆电子伏、和电流数量級为 200 微安的氘核束．在加速器上安装上下两个离子源(一个源破坏以后，再使用另外一个)．鎢絲阴級(直径 2 毫米)总的使用期限从 30 到 60 小时．加速电压的頻率为 13.24 兆赫芝，D形盒內电压的振幅为 55 千伏．

譯自 Атомная энергия том 7 (1959) вып. 1, 87—90.

新 書 介 紹

最 新 文 献

書籍，論文集及杂志

已出版

第二次和平利用原子能国际会議文集．苏联科学家的报告．第1卷——原子核物理学．总編輯为阿利哈諾夫（А. И. Алиханов）院士，維克斯勒尔（В. И. Векслер）院士，物理数学科学副博士符拉索夫（Н. А. Власов），原子能出版社，1959年，552頁．

1958年9月1日至13日在日內瓦举行的第二次和平利用原子能国际会議的文集共16卷，用俄文出版（6卷是苏联科学家在会議上所作的报告，其他10卷是选择外国科学家的报告組成的）．

苏联科学家报告的第一卷——原子核物理学——是由两个部分組成．第一部分——等离子体物理学和可控制热核反应問題——包含17个报告．在阿齐莫維奇（Л. А. Арцимович）的評論性报告里对可控制热核反应問題和在苏联解决这种反应的途径进行了詳細的分析．阿齐莫維奇估計了当前的这种情况，他認为在可控制聚变反应問題中暫时还沒有一种相当的具有絕对优势的观念．因此这方面的研究在最近时期里必須要尽可能广泛的进行发展．大电流放电是可取的途径之一．这种放电的實驗研究在安德里阿諾夫（А. М. Андрианов）、科密立可夫（В. С. Комельков）等的报告中进行了闡述．在奥索維茨（С. М. Осовец）、多尔加夫-薩維立也夫（Г. Г. Долгов-Савельев）、西涅立尼可夫（К. Д. Синельников）、戈洛宾（И. Н. Головин）、科密立可夫等的报告中对在各种不同类型的磁場中等离子体性能的实驗研究进行了敍述．高溫等离子体的光譜研究在芦基揚諾夫（С. Ю. Лукьянов）和西尼奈（В. И. Синицын）的报告中进行了闡述．在其他許多报告里对等离子体的稳定性［維杰諾夫（А. А. Веденов）、薩格杰也夫（Р. З. Сагдеев）、卡多姆采夫（Б. Б. Кадомцев）］、等离子体的高頻振盪［阿希节尔（А. И. Ахиезер）等］、等离子体的輻射［特罗勃尼可夫（Б. А. Трубников）和庫德里雅采夫（В. С. Кудрявцев）］以及它对电磁場能量的吸收［薩格杰也夫和沙富拉諾夫（В. Д. Шафранов）］等問題都进行了理論研究．

第二部分——原子核物理学——內有26个有关中子物理学、核反应堆物理学、粒子加速和宇宙綫物理学等各种問題的报告．在維克斯勒尔院士的报告里敍述了世界上最大的粒子加速器——联合原子核研究所的巨型同步稳相加速器的运轉和利用这个加速器所进行的科学工作情况．維尔諾夫（С. Н. Вернов）和丘达柯夫（А. Е. Чудаков）的报告闡述了利用苏联火箭和地球卫星所获得的宇宙綫的研究成果．卫星的发射使得第一次有可能把物理仪器装置升高来記录高达地球表面1000公里以上的宇宙綫．由卫星上获得的数据的研究結果来看，可以認为在地球的周围确实存在着由能量不大的电子所形成的独特的环流．电子的聚集可以解释为是由于地球磁場作用的关系．这种磁場对能量不大的电子来說正好象是一个磁捕集器．在格罗謝夫（Л. В. Грошев）等的报告里引入了关于各种不同的原子核在俘获能量不大的中子时所发生的γ射綫的数据．这个問題的意义是从底下两方面来看．第一，这种数据在計算核反应堆γ射綫防护时是必須的；第二，对这种数据的研究可以获得許多有关原子核性質的材料．

許多报告［兰普斯基（А. И. Лейпунский）、巴謝奇尼克（М. В. Пасечник）、潘克拉托夫（В. М. Панкратов）等］都闡述了快中子与各种原子核的相互作用問題．在設計快中子增殖堆时必須具有这方面的数据．

在盖伊利克曼（Б. Т. Гейликман）、鮑达林柯（И. И. Бондаренко）等的报告里談到了关于在裂变物理学領域中最新的理論的和实驗的結果．

杰列波夫（Б. С. Джелепов）、莫斯托娃婭（Т. А. Мостовая）、爱尔什立尔（Б. В. Эршлер）、戈尔杰耶夫（И. В. Гордеев）等的文章对过去許多不知道的碎片的性質进行了研究．

在符拉基米尔斯基（В. В. Владимирский）等的报告中收集了有关各种不同能量的中子与可分裂同位素以及与最近时期在苏联获得的許多重元素之間相互作用方面的新資料．在符拉基米尔斯基、薩柯洛夫斯基（В. В. Соколовский）和齐托維奇（А. П.

Цитович）的报告里对目前现代化的脉冲中子源以及在探测中子时应用的分析器的最新无綫电工程綫路进行了描述。

“第二次和平利用原子能国际会議文集”的第一卷里所登載的苏联科学家的报告証明了在苏联对可控制热核反应方面进行了大規模的研究，同时也証明了苏联在整个原子核物理学中的巨大进步。

第二次和平利用原子能国际会議文集．苏联科学家的报告．第2卷——原子核反应堆和原子核动力学． 总編輯是苏联科学院通訊院士多立扎利（Н. А. Доллежаль），物理数学科学博士克拉辛（А. К. Красин），烏克兰苏維埃社会主义共和国科学院院士兰普斯基，苏联科学院通訊院士諾維柯夫（И. И. Новиков）和物理数学科学博士富尔索夫（В. С. Фурсов）．原子能出版社，1959年，708頁．

这本苏联科学家的报告书“原子核反应堆和原子核动力学”是由三个部分組成。

第一部分闡述了苏联正在建造的原子动力装置．第二部分敍述了用来做实驗和改进工作的实驗性和研究性反应堆．第三部分——极大程度上是理論性部分——闡述了原子核反应堆物理学方面的問題．这部分还包括了有关反应堆建造技术方面的报告．

整个来說該卷适用于广大科学工作者和在反应堆建造方面工作的工程师們，同时也适用于相应专业的高等学校教师、助教和大学生們．其中有些报告是敍述性的和一般工程方面的报导，因此它們可以用来作为非从事反应堆建造方面的专家們的有益的普通教材。

剂量测量、輻射测量和电子物理学仪器、計数管、閃爍体和光电倍加管手册． 原子能出版社，1959年，254頁．

本手册刊載了下列仪表的簡明技术材料：个人剂量控制仪表，γ、β和α輻射剂量测量仪，测定空气被放射性物质沾污程度的仪器，放大器和甄別器，定标器，穩定整流器，記录电离輻射的計数管，閃爍体，光电倍加管。

本手册适用于从事放射性物質方面的工程师和科学技术工作者．

未来的輪船． 科罗特科夫（В. И. Коротков），切尔內什（А. М. Черныш）．軍事出版社，1959年，112頁．

本书对原子能和原子反应堆作用原理的一般概念进行了描述；簡短地敍述了輪船原子动力装置和带有原子动力装置的船（原子船）；敍述了这种船的发展远景．书中插有照片和示意图以及附有参考文献簡明一覽表．

原子动力装置． 瑙緬科（И. А. Науменко）．軍事出版社，1959年，190頁．

本书敍述了原子核动力学的物理基础和給出了关于物质、原子和原子核、核力和核反应等概念．对原子能获得的方法及其装置、原子发动机的飞机和輪船示意图、固定的原子动力装置、在陸路运輸上原子发动机的利用、原子能直接轉变为电能等等問題进行了闡述．本书內有大量的插图，它适用于一般广大讀者．

Nuclear Reactor Metallurgy With chapter «Nondestructive Testing of Nuclear Reactor Component» by W. McDonnagle（反应堆金属冶金学）Wilkinson W., Murphy W., D. Van Nostrand Co., 1958, 382pp.

反应堆金属冶金学教科书共有20章．本书的大部分是对鈾冶金学进行了較詳細的研究．本书还补充了几篇向讀者介紹关于結晶学、金属物理学等基本概念方面的文章，这几篇文章对沒有专門冶金学方面知識的讀者也能較深入的理解鈾的性質及其性能的特点．关于冶金学的基本問題、反应堆中鈾的处理和性能敍述得都比过去已出版的书要完善；但是除此以外也須要指出，在本书的某些部分中有些材料已显得較陈旧．

第6、7、8和11等章特別令人感到兴趣，在这些文章中敍述了鈾的热性質和热处理、由鈾制成的制品、鈾的粉末冶金学、鈾和其他金属的腐蝕以及鈾的輻照損伤等問題．鈈和其他一些原子核金属敍述得較簡短，但是除鈈以外，对在原子核附录中起着作用的一些主要元素都进行了清楚的闡述．本书給出了关于陶瓷在原子核冶金学中作用的有益資料，同时（第19和20章）也給出了关于中子照射对不可分裂的金属和燃料的性質的影响以及在組分未受破坏时核反应堆試驗等資料．

总的来說，象这样性質的书还是第一次和讀者見面．毫无疑問，該书对参加反应堆材料工艺学、特別是参加反应堆金属冶金学研究的广大人員来說将会感到兴趣．

外国原子技术，No. 7（1959）．

論文集中刊登了一篇“美国运輸式动力反应堆建造計划”的专題报告．

目前美国对建造小型的可运輸式动力反应堆感到极大兴趣．在难以通行的地区里这种反应堆的利用毫无疑問将会带来好处．在本专題报告中附有关

于美国已經运行的、正在建造的和正在設計的可运輸式反应堆一覽表。

論文集同时还引入了一张关于美国研究性反应堆的附表，这些反应堆是用来培訓工作人員，进行反应堆物理学的实驗和制备各种同位素。还列有某些研究性反应堆的剖面图。

在罗別尔茨(Г. Робертс)和鮑烏里克 (Р. Боуринг)的"沸騰对反应堆工作的影响"一文里（第二部分）研究了当在反应堆中冷却液体沸騰时的热传导問題。引进了用来計算沸騰液体反应堆中释热元件溫度的方程式，并且討論了这种反应堆工作的安全問題。

在"預防反应堆結构活化的特殊的防护层計算"的专題报告里，引入了关于单个組件和核反应堆結构的中子防护数据。反应堆的活化使停堆后对这些数据的应用感到困难和复杂化。为了避免活化在生物防护层的組分里加入一些吸收中子的材料，或者在生物防护层和被活化材料之間放一层专門吸收中子的物质。

在杰姆皮尔(У. Джембилл)和格里 (Н. Грин)的"水在管中作涡流运动时的沸騰轉化的研究"文章里闡述了水在直径不大的管中作涡流运动时临界热流量研究的結果。确定了当抽水所消耗的功率相同时，水在作涡流运动时的临界热流量要比沒有涡流运动时大得多。

在洛克林(Р. Роклин)的"中子裂变能譜的閾反应截面"文章里引入了有关因(n,p)、(n,α)和$(n, 2n)$反应的結果各种同位素受裂变能譜分布的中子活化所得的数据。这些截面的数值被利用来計算反应堆单个組件和載热剂的活化。

在加立亚(Р. Галлея)的"馬尔庫尔 (Маркул)的核燃料处理"一文里介紹了(法国)馬尔庫尔化学制鈈工厂。它是法国制鈈生产綜合企业的組成部分之一。文章中附有鈈生产的各种流程图。

爱里格頓 (Р. Эррингтон) 的"用在治疗装置上的 Co^{60} 推測的安全需要量"一文里計算了同位素 Co^{60} 用在治疗装置上的必需量。同时引入了关于从1951年到1956年已經开始工作的鈷治疗装置数量的資料。

期 刊 論 文

Абдурасулов Д. М. О действии малых доз ионизирующей радиации на организм. Мед. ж. Узбекистана, № 12, 3 (1958).

Аглинцев К. К. и др. Определение работы ионизации в воздухе для гамма-излучения Co^{60}. Измерит. техника, № 2, 52 (1959).

Беляев Д. Л., Затуренский З. Л. Определение скорости движения кусков кокса в камерах сухого тушения при помощи радиоактивных изотопов кобальта. Кокс и химия, № 3, 34 (1959).

Борзунов Н. А. и др. Исследование мощного импульсного разряда в конических камерах. Ж. эксперим. и теор. физ., 36, вып. 3, 717 (1959).

Вартазаров С. Радиоактивные изотопы помогают строительству. Строитель, № 2, 22 (1959).

Васильев И. А., Петржак К. А. Эффективность торцового счетчика в зависимости от жесткости бета-спектров. Приборы и техника эксперимента, № 1, 57 (1959).

Власюк П. А. Естественная радиоактив ность растений и калийные удобрения. Докл. ВАСХНИЛ, вып. 2, 3 (1959).

Волков В. В. и др. Сечения образования изотопов калифорния при облучении U^{238} ускоренными ионами углерода. Ж. эксперим. и теор. физ., **36**, вып. 3, 762 (1959).

Вулис Л. А., Кострица А. А. Гидравлическая аналогия диффузии нейтронов и критического состояния ядерного реактора. Сообщ. 1 и 2. Изв. АН Казах. ССР, серия энергет., вып. 2, 111 (1959).

Гольдин Г. С. и др. Промышленные испытания радиоактивного измерителя плотности пульпы. Горный ж., № 3, 55 (1959).

Грибанов Ю. И. Портативный нейтронный дозиметр. Приборы и техника эксперимента, № 1, 133 (1959).

Ефремова К. М. и др. Исследование состава уранатов щелочных элементов, получаемых сухим путем. Докл. АН СССР, **124**, № 5, 1057 (1959).

Зерщиков А. Е. Применение радиоактивных изотопов для контроля кислотной обработки пласта. Геология нефти и газа, № 2, 17 (1959).

Иваницкий А. М. Итоги Второй научной конференции по вопросам влияния ионизирующего излучения на высшие отделы центральной нервной системы (Москва, май 1958 г.). Патол. физиология и эксперим. терапия, **3**, № 1, 93 (1959).

Иордан Г. Г. и др. О технике безопасности при широком внедрении радиоактивных приборов. Приборостроение, № 3, 21 (1959).

Карабаш А. Г. и др. Химико-спектральный метод анализа металлического бериллия и окиси бериллия высокой чистоты. Ж. анал. хим., **14**, вып. 1, 94 (1959).

Коврижных Л. М. О колебаниях цилиндрической полости в полностью ионизированной плазме. Ж. эксперим. и теор. физ., **36**, вып. 3, 839 (1959).

Костюченко А. Д., Петрова Л. И. Влияние Ca^{45} и P^{32} на развитие льна-долгунца и красного клевера. Тр. Всес. н.-и. ин-та льна, вып. 5, 171 (1958).

Кузин А. М., Токарская В. И. Сплошная

метка органических веществ растений радиоактивным углеродом как метод изучения нарушений обмена. Биохимия, **24**, вып. 1, 80 (1959).

Кузин И. А., Семушин А. М. Применение ионообменного метода для разделения изотопов. Тр. Ленингр. технол. ин-та им. Ленсовета, вып. **48**, 209 (1958).

Кузнецов В. И. Цветные реакции урана и тория с о-арсоно-ó-оксиазосоединениями. Ж. анал. хим., **14**, вып. 1, 7 (1959).

Леонова В. А. К минералогии и кристаллохимии уранинитов Северной Карелии. Зап. Всесоюз. мин. о-ва, ч. 88, вып. 1, 89 (1959).

Морачевский Ю. В., Церковницкая И. А. Весовое и фотометрическое определение содержания тория в (природных) уранинитах при помощи антраниловой кислоты. Ж. анал. хим., **14**, вып. 1, 55 (1959).

Москвин А. И., Артюхин П. И. Определение состава и констант нестойкости этилендиаминтетраацетатных комплексов Pu (III) методом ионного обмена. Ж. неорганич. хим., **4**, вып. 3, 591 (1959).

Надеинская Е. П. Применение радиоактивных изотопов для исследования износа режущего инструмента. Изв. высш. учеб. заведений Машиностроение, № 3—4, 134 (1958).

Никитина Е. И. Комплексометрическое определение циркония в боридах и нитриде. Заводск. лаборатория, **25**, № 2, 142 (1959).

Озол А. Исследование растений при помощи радиационного поля с гамма-лучами. Изв. АН Латв. ССР, № 12, 75 (1958).

Панасюк В. И., Мироевская Н. А. Упрощение комплексометрического определения циркония в циркониевых стеклах и концентратах. Заводск. лаборатория, **25**, № 2, 147 (1959).

Пик-Пичак Г. А. Анизотропия углового распределения осколков деления вращающегося ядра. Ж. эксперим. и теор. физ., **36**, вып. 3, 961 (1959).

Пионтковский И. А. Влияние ионизирующего излучения на потомство. Патол. физиология и эксперим. терапия, **3**, № 1, 12 (1959).

Поляканов С. М., Друин В. А. Деление ядер тяжелых элементов при взаимодействии с ядрами углерода, азота и кислорода. Ж. эксперим. и теор. физ., **36**, вып. 3, 744 (1959).

Протопопов А. Н. и др. Об угловой анизотропии разлета осколков при делении Am^{241} нейтронами с энергией 14,7 *Мэв*. Ж. эксперим. и теор. физ., **36**, вып. 3, 920 (1959).

Протопопов А. Н., Ширяев Б. М. γ-лучи, сопровождающие деление U^{238} нейтронами энергии 2,8 и 14,7 *Мэв*. Ж. эксперим. и теор. физ. **36**, вып. 3, 954 (1959).

Савельев В. Я., Кононенко В. А. Исследование счетчиков медленных нейтронов. Приборы и техника эксперимента, № 1, 61 (1959).

Савицкий Е. М., Терехова В. Ф. Механические свойства и диаграмма рекристаллизации йодидного циркония. Тр. Ин-та металлургии им. Байкова, вып. 3, 181 (1958).

Семенов Г. А., Зонов Ю. А. К вопросу о масс-спектрометрическом анализе изотопного состава бора. Ж. анал. хим., **14**, вып. 1, 137 (1959).

Ситенко А. Г. О делении несферических ядер. Ж. эксперим. и теор. физ., **36**, вып. 3, 793 (1959)

Сысоятин С. А. Получение рутиловых и цирконовых концентратов методом восстановительного обжига и магнитной сепарации. Тр. Н.-и. и проектного ин-та «Уралмеханобр», вып. **4**, 136 (1958).

Торозова Л. И. К вопросу о генезисе радиоактивности Цхалтубских минеральных источников. Тр. Ин-та геофизики (АН Груз. ССР), **17**, 383 (1958).

Турова Н. Я. и др. О фенолятах бериллия. Ж. неорганич. хим., **4**, вып. 3, 549 (1959).

Федоренко Н. В. и др. Диссоциация молекулярного иона H_2^+ при столкновениях в газе. Ж. эксперим. и теор. физ., **36**, вып. 2, 385 (1959).

Флейшман Д. Г., Шахиджанян Л. Г. Снижение фона при измерениях малых активностей в жидких сцинтилляционных счетчиках. Приборы и техника эксперимента, № 1, 135 (1959).

Шашенштейн А. И., Антончик Ю. И. Полумикрометод изотопного анализа веществ с содержанием дейтерия, близким к 100 процентам. Ж. анал. хим., **14**, вып. 1, 100 (1959).

Шпигель И. С. Ускорение плазмы. Ж. эксперим. и теор. физ., **36**, вып. 2, 411 (1959).

Янков В. В. О поведении проводящего газового шара в квазистационарном электромагнитном поле. Ж. эксперим. и теор. физ., **36**, вып. 2, 560 (1959).

Asaoka T. Nucl. Sci. and Engng, **5**, No. 1, 57 (1959). Вычисление коэффициента теплового использования в гетерогенных реакторах в P_3-приближении.

Bäckstrom G. Nucl. Instrum. and Methods, **4**, No. 1, 5 (1959). Экспериментальные методы изучения γ-лучей, сопровождающих захват нейтронов.

Balzer R. et al. Nuovo Cimento, **XI**, N. 4, 609 (1959). Гамма-лучи, испускаемые йодом, иридием и церием после захвата нейтронов.

Barney L. et al. Nucl. Sci. and Engng, **5**, No. 1, 28 (1959). Нагревание ядерным излучением. Предварительные соображения.

Beard D. Phys. Rev. Letters, **2**, No. 3, 81 (1959) Микроволновое излучение из высокотемпературной плазмы.

Brackmann R., Fite W. Phys. Rev., **112**, No. 4, 1157 (1958). Столкновения электронов с водородными атомами. III—Упругое рассеяние.

Bradley R. J. Appl. Phys., **30**, No. 1, 1 (1959). Вторичная эмиссия положительных ионов с метал-

лических поверхностей.

Brockhouse B. Rev. Scient. Instrum., **30**, No. 2, 136 (1959). Кристаллический фильтр для создания пучков чисто тепловых нейтронов, выходящих из реакторов.

Cameron A. Canad. J. Phys., **37**, No. 3, 323 (1959). Многократный захват нейтронов при взрыве термоядерного устройства «Майк».

Campion P. et al. Canad. J. Phys., **37**, No. 3, 377 (1959). Гамма-лучи от реакции U^{238} (n, γ) U^{239}.

Clendenin W. Nucl. Sci. and Engng, **5**, No. 1, 1 (1959). Вероятность избежать резонансного захвата в водородсодержащих решетках.

DeSaussure G., Silver E. Nucl. Sci. and Engng, **5**, No. 1, 49 (1959). Сравнение среднего числа мгновенных нейтронов, испускаемых при делении U^{233}, U^{235}, Pu^{239}, Pu^{241}.

Drummond J. Phys. Rev., **112**, No. 5, 1460 (1958). Распространение микроволн в горячей магнитной плазме.

Elliot J., Young F. Nucl. Sci. and Engng, **5**, No. 1, 55 (1959). Период полураспада N^{16}, Mg^{27}, Al^{28}, S^{37} и Rh^{104m_2}.

Fite W., Brackmann R. Phys. Rev., **112**, No. 4, 1141 (1958). Столкновения электронов с водородными атомами. I—Ионизация.

Fite W., Brackmann R. Phys. Rev., **112**, No. 4, 1151 (1958). Столкновения электронов с водородными атомами. II—Возбуждение лаймановского α-излучения.

Fite W. et al. Phys. Rev., **112**, No. 4, 1161 (1958). Перезарядка при столкновениях протонов с атомами водорода.

Futch A. Nucl. Sci. and Engng, **5**, No. 1, 61 (1959). Эффект деления на быстрых нейтронах в решетке из естественного урана и тяжелой воды.

Gebauer H. Atomkernenergie, **4**, H. 2, 62 (1959). Определение оптимальной толщины катода счетчиков Гейгера—Мюллера для гамма-излучения.

Geiger K., Whyte G. Canad. J. Phys., **37**, No. 3, 256 (1959). Абсолютная стандартизация радиоактивных нейтронных источников.

Gelbard E. et al. Nucl. Sci. and Engng, **5**, No. 1, 36 (1959). Итерационные решения одногрупповых и двугрупповых новых уравнений в P_l-приближении.

Groover J. Industr. Chemist, **35**, No. 408, 59 (1959). Удаление долгоживущих продуктов деления.

Halden BHWR. Nucl. Engng, **4**, No. 36, 106 (1959). Холденский тяжеловодный кипящий реактор (BHWR).

Hall G. Industr. Chemist, **35**, No. 407, 3 (1959). Мирное использование атомной энергии. Обзор докладов Второй женевской конференции. Сообщение III—Удаление отходов; разделение изотопов.

Harris E. Phys. Rev. Letters, **2**, No. 2, 34 (1959). Нестабильные колебания плазмы в магнитном поле.

Holland L. J. Scient. Instrum., **36**, No. 3, 105 (1959). Теория и устройство ионно-сорбционных насосов.

Huebotter P., Seitz W. Nucl. Sci. and Engng, **5**, No. 1, 11 (1959). Использование холодной петли для стабилизации суспензии UO_2 в NaK.

Keilholtz G. et al. Nucl. Sci. and Engng, **5**, No. 1, 15 (1959). Влияние радиации на коррозию конструкционных материалов под действием флуоридов.

Kisliuk P. J. Appl. Phys., **30**, No. 1, 51 (1959). Электронная эмиссия под действием положительных ионов в сильных полях.

Krieger T., Zweifel P. Nucl. Sci. and Engng, **5**, No. 1, 21 (1959). Теория экспериментов с пульсирующими пучками нейтронов в размножающей среде.

Kügler I. Atomkernenergie, **4**, H. 2, 67 (1959). Окрашивание стекол под действием ионизирующей радиации.

Landon H. et al. Phys. Rev., **112**, No. 4, 1192 (1958). Изучение рассеяния нейтронов с энергией 2,2 *Мэв* методом времени пролета.

Leonard B. et al. Nucl. Sci. and Engng, **5**, No. 1, 32 (1959). Ширина резонанса Pu^{240} при $E=1$ *эв*.

Montgomery D. Phys. Rev. Letters, **2**, No. 2, 36 (1959). Развитие магнитогидродинамических ударных волн из альфвеновских волн большой амплитуды.

Morton A., Smith W. Nucl. Instrum. and Methods, **4**, No. 1, 36 (1959). Улучшение характеристик циклотрона с помощью контроля начального движения ионов.

Mott-Smith H. Nucl. Sci. and Engng, **5**, No. 1, 68 (1959). Нагревание положительных ионов в термоядерной плазме.

Murray R. et al. Nucl. Sci. and Engng, **5**, No. 1, 69 (1959). Средний поток в реакторном объеме для испытания материалов.

Neddermeyer S. J. Appl. Phys., **30**, No. 1, 16 (1959). Проблемы генерирования интенсивных циркулирующих токов релятивистских электронов.

Nucl. Engng, **4**, No. 36, 113 (1959). Топливные циклы ядерного горючего.

Perkins R., Nielsen J. Science, **129**, No. 3341, 94 (1959). Содержание Zn-65 в пищевых продуктах и у человека.

Reagan D. Phys. Rev. Letters., **2**, No. 3, 82 (1959). Нагревание быстрых ионов.

Sauer A. Nucl. Sci. and Engng, **5**, No. 1, 71 (1959). Оптимальное регулирование и плоский поток.

Slepian J. Phys. Rev., **112**, No. 5, 1441 (1958). Гидромагнитные уравнения для двухизотопного

полностью ионизированного газа.

Strasser A. Nucl. Engng, **4**, No. 36, 131 (1959). Международный симпозиум по топливным элементам.

Sumi M. Phys. Rev. Letters, **2**, No. 2, 37 (1959). Возбуждение колебаний в плазменном слое.

Uhler J., Alväger T. Arkiv Fysik, **14**, No. 5, 473 (1959). Метод быстрого электромагнитного разделения радиоактивных изотопов.

Weibel E. Phys. Rev. Letters, **2**, No. 3, 83 (1959). Спонтанное появление поперечных колебаний в плазме благодаря анизотропии распределения скоростей.

Wille R., Fink R. Phys. Rev., **112**, No. 6, 1950 (1958). Два новых изотопа прометия; сечения некоторых изотопов самария для нейтронов с энергией 14,8 *Мэв*.

Wolfe B., Fisher D. Nucl. Sci. and Engng, **5**, No. 1, 5 (1959). Метод возмущений в теории регулирующих стержней.

Wood D. Nucl. Sci. and Engng, **5**, No. 1, 45 (1959). Утечка нейтронов с промежуточной энергией через железо.

НОЯБРЬСКОГО ВЫПУСКА ЖУРНАЛА "АТОМНАЯ ЭНЕРГИЯ" (ТОМ 7, ВЫП. 5, 1959)

СОДЕРЖАНИЕ

Статьи

Письма

Новости Науки и Техники

Библиография

以上为苏联 Атомная энергия 杂志 7 卷 5 期目录，相当于本刊 5 卷 3 期 (1960 年 3 月底出版)。愿参加翻譯上述文献者，希于 12 月 10 日以前来信联系。为了避免重譯，在未获本刊編輯部答复前，希勿开譯。

新　书　簡　介

核反应堆的数値計算法　　〈苏〉Г. И. 馬尔丘克著　　飞　跃譯

本书内容闡述有关核反应堆数値計算方法的基本問題，书后并附有各种有实际价值的附录．讀者在閱讀本书之前，需要先具备关于核反应堆的一般基础理論知識，如 S. 格拉斯頓"原子反应堆理論綱要"，M. 爱德崙"热中子核反应堆理論"(以上二书均是科学出版社出版)．

定价：1.90 元 (京)

反应堆物理学与热工学　　〈苏〉Г. И. 馬尔丘克等著　"原子能"編譯委員会編譯

本书包括反应堆物理学与热工学方面的論文 18 篇，其中关于反应堆物理学和安全防护的問題，以前在文献中是較少研究过或甚至完全沒有談到过的．

定价：1.10 元 (京)

科学出版社出版　　新華书店發行

原　子　能 (月刊)

編輯者	中国物理学会 '原子能'編譯委員会 (北京郵箱 287 号)
出版者	科学出版社
印刷者	中国科学院印刷厂
总发行处	北京市邮局
訂購处	全国各地邮电局
代訂零售处	全国各地新华书店 科学出版社各地門市部

(京) 1—3,360　　1959 年 11 月 27 日出版

定价：1.10 元

本刊代号：2—212